



Modélisation numérique de la dynamique atmosphérique de Saturne contrainte par les données Cassini-Huygens

Melody Sylvestre

► To cite this version:

Melody Sylvestre. Modélisation numérique de la dynamique atmosphérique de Saturne contrainte par les données Cassini-Huygens. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066446 . tel-01289620

HAL Id: tel-01289620

<https://theses.hal.science/tel-01289620>

Submitted on 17 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

ÉCOLE DOCTORALE 127
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
Laboratoire de Météorologie Dynamique

**Modélisation numérique de la dynamique
atmosphérique de Saturne contrainte par les données
Cassini-Huygens**

Par Mélody SYLVESTRE
Thèse pour obtenir le titre de DOCTEUR EN SCIENCES
Spécialité Astronomie & Astrophysique

Dirigée par
Thierry FOUCHET, Maître de conférence, LESIA - UPMC
Aymeric SPIGA, Maître de conférence, LMD - UPMC

Soutenue publiquement le 21 septembre 2015

Devant un jury composé de :

Mme Marie-Christine ANGONIN	Présidente
M. Agustín SÁNCHEZ-LAVEGA	Rapporteur
M. Pascal RANNOU	Rapporteur
M. Michel DOBRIJEVIC	Examineur
M. Thomas GREATHOUSE	Examineur

Remerciements

Ces trois années de thèse se sont révélées extrêmement enrichissantes, et ce grâce aux différentes personnes que j’ai eu l’occasion de côtoyer et que je tiens à remercier.

Je remercie tout d’abord Marie-Christine Angonin, Agustín Sánchez-Lavega, Pascal Rannou, Michel Dobrijevic et Thomas Greathouse d’avoir accepté de faire partie de mon jury et d’avoir formuler des questions et des remarques sur mon travail. Mon manuscrit s’est considérablement amélioré grâce à la lecture attentive de Michel Dobrijevic qui m’a permis de débusquer les dernières coquilles et de clarifier certains passages.

Ensuite, je remercie du fond du cœur mes directeurs de thèse, Thierry Fouchet et Aymeric Spiga, de m’avoir offert l’opportunité de faire cette thèse. Ce fut une expérience très épanouissante, qui m’a permis d’en apprendre beaucoup sur le plan professionnel et humain. Merci d’avoir été si à l’écoute, que ce soit pour des questions scientifiques ou plus générales. Merci aussi à Sandrine Guerlet, car nous avons beaucoup travaillé ensemble et tu m’as apporté une aide précieuse et donné de bons conseils tout au long de ma thèse. Merci à tous les trois de m’avoir donné l’incroyable opportunité d’aller faire des observations à l’Observatoire du Mauna Kea à Hawaï. Je n’en reviens toujours pas ! Je remercie également les personnes avec qui j’ai fait ces observations, Thomas Greathouse, Thérèse Encrenaz et Curtis deWitt car j’ai vraiment apprécié le fait de travailler avec vous et d’en apprendre plus sur cet observatoire et les observations professionnelles.

J’ai consacré une part non-négligeable de ces trois années à l’enseignement. Ce fut assez étrange de devenir enseignante du jour au lendemain, mais heureusement, j’ai pu trouver d’excellents conseils pratiques auprès d’Aymeric Spiga. Je remercie également Jacques Lefrère, car enseigner avec toi fut très instructif, notamment grâce à nos nombreuses conversations à propos des étudiants et de la pédagogie.

Au cours de ma thèse, j’ai eu la chance de travailler au LESIA et au LMD, où règne

une excellente ambiance et dans deux équipes Planéto dynamiques et chaleureuses. Je remercie l'ensemble des personnes (administratifs, ingénieurs, doctorants et chercheurs) que j'ai rencontré dans ces deux laboratoires pour leur accueil et leur gentillesse. Je tiens à remercier tout particulièrement Sandrine Vinatier que j'ai eu beaucoup de plaisir à côtoyer et qui fait partie des personnes qui vont le plus me manquer. Ces remerciements seraient bien incomplets si je ne remerciais pas mes douze co-bureaux (et oui, c'est ça d'avoir deux bureaux). Au LMD, je remercie You He, Traoré et tout particulièrement Sonia, Marine, la pétillante Binta et Alizée car j'ai beaucoup apprécié nos conversations et le fait de partager le bureau 316 avec vous. Au LESIA, je remercie Simone, Anne-Lise, Johan et aussi le drôle de trio qui a partagé mon bureau lors de ma troisième année de thèse, Jacques-Robert, Clément Feller et Clément Perrot car nous avons bien rigolé et vous m'avez également bien encouragée pendant cette dernière année de thèse.

J'ai également eu la chance de commencer ma thèse en même temps que trois autres doctorants du pôle Planéto du LESIA. C'était vraiment sympa de pouvoir discuter des joies et déboires de la thèse et de pouvoir s'encourager mutuellement, surtout quand nous étions tous en train de rédiger. Merci Cateline pour ces pauses thé et papotage, Vincent d'avoir supporter nos pauses papotages et Jean-Loup, même si tu as essayé maintes fois de nous déstabiliser Cateline et moi.

Durant ma thèse, j'ai également participé à des activités au sein de l'Observatoire de Meudon. J'ai fait partie du bureau du Club Astro avec Miguel, Olivier, Elsa, Jonathan, Vincent Lapeyrère, Sophie, Lucien, Lucas et Diane, qui sont également devenus de bons amis et que je remercie du fond du cœur. Ce fut vraiment sympa de faire fonctionner le Club Astro grâce à nos discussions constructives et à nos réunions gourmandes. Je remercie également les autres membres du Club Astro avec lesquels j'ai eu l'occasion d'observer, pour la bonne ambiance qu'il y a lors de ces soirées (en particulier quand un certain Jean-Philippe à l'humour décapant est présent). J'ai également fait partie du club de zumba et je remercie notre professeur Aminata ainsi que les autres membres du club, avec qui j'ai plus ou moins bien dansé mais surtout bien discuté et rigolé. Certes, ça n'a rien avoir avec l'astrophysique mais cela fait partie des choses qui font que je garderai toujours un bon souvenir de cette période de ma vie.

Sur un plan plus personnel, j'adresse tous mes remerciements à Jacqueline Plancy, Agnès Le Guérer, Didier Pelat, Jacques Le Bourlot, Marie-Christine Angonin, Nicole Romain et Stéphane Mattei, car quand Miguel et moi avons traversé des moments difficiles pendant notre M2 d'astrophysique, ils nous ont apporté une aide inestimable alors que nous nous connaissions de loin. Je remercie plus particulièrement Jacqueline,

qui en plus d'être d'une efficacité remarquable, est toujours à l'écoute des doctorants et des étudiants du master. J'ai eu beaucoup de plaisir à discuter avec toi, de choses légères ou sérieuses et tu vas énormément me manquer. Je remercie encore une fois Stéphane qui m'a fait découvrir les trésors de l'Observatoire et qui m'a offert son aide dans maintes situations. Je remercie également mes amis Claire, Coraline, William (qui est venu de loin pour ma soutenance!) et Guillaume (avec qui j'ai fait un sacré bout de chemin, de la L1 au M2 Astro) pour leur soutien.

Enfin, je remercie Miguel, qui a sauvé maintes fois mon ordinateur portable, qui m'a également donné de nombreux conseils tout au long de ma thèse et qui m'a appris à faire de belles présentations orales. Mais je tiens à te remercier surtout pour ta présence à mes côtés et ton amour, qui rend ma vie plus belle chaque jour.

*There is not perhaps another
object in the heavens that
presents us with such a variety
of extraordinary phenomena as
the planet Saturn : a
magnificent globe,
encompassed by a stupendous
double ring, attended by seven
satellites, ornamented with
equatorial belts, compressed at
the poles, turning upon its
axis, mutually eclipsing its
rings and satellites, and
eclipsed by them.*

Sir William Herschel

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	L'étude des atmosphères planétaires	1
1.2	Historique de l'étude de Saturne	3
1.3	Caractéristiques générales de Saturne	5
1.3.1	Caractéristiques physiques	5
1.3.2	Caractéristiques orbitales	7
1.3.3	Composition et structure interne	8
1.4	Photochimie de la stratosphère de Saturne	10
1.5	Dynamique atmosphérique de Saturne	13
1.5.1	Dynamique troposphérique	13
1.5.2	Dynamique stratosphérique	15
1.5.3	Modélisation	19
1.6	Problématiques	22
2	Les données Cassini/CIRS	25
2.1	La mission Cassini-Huygens	25
2.2	L'instrument Cassini/CIRS	27
2.3	Les observations	29
2.3.1	Principe des observations au limbe	29
2.3.2	Présentation des données	30
2.3.3	Étalonnage des données	31
2.3.4	Acquisition des spectres	32
2.3.5	Traitement des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et AL- PHYAOCC001_VIMS	35
3	Mesure de la température et des hydrocarbures	41
3.1	Énoncé du problème	42
3.2	Modèle de transfert radiatif	44

3.2.1	Calcul des épaisseurs optiques	44
3.2.2	Principe du code de transfert radiatif	50
3.3	Méthode d'inversion	53
3.3.1	Principe	53
3.3.2	Algorithme	55
3.3.3	Mise en œuvre	56
3.3.4	Inversion des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et AL- PHYAOCC001_VIMS	63
3.3.5	Inversion du jeu de données LIMBMAP001_PIE à 70°S	66
3.4	Bilan d'erreur	66
4	Évolution saisonnière de la stratosphère de Saturne	69
4.1	Problématique	69
4.2	Évolution saisonnière de la température	70
4.2.1	Structure verticale de la stratosphère	70
4.2.2	Structure méridienne de la stratosphère	72
4.2.3	Comparaison avec d'autres études	76
4.3	Évolution saisonnière de C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂ et C ₃ H ₈	78
4.3.1	Distributions verticales de C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂ et C ₃ H ₈	78
4.3.2	Distributions méridiennes de C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂ et C ₃ H ₈	81
4.3.3	Comparaison des abondances mesurées avec des modèles photo- chimiques	83
4.3.4	Comparaison avec de précédentes études	88
5	Un modèle radiatif-convectif pour Saturne	91
5.1	Un modèle physique pour Saturne	91
5.2	Transfert radiatif	93
5.3	Diffusion verticale turbulente et ajustement convectif	96
5.4	Implémentation de l'ombre des anneaux	97
5.4.1	Calcul de l'ombre des anneaux : méthode Bézard	99
5.4.2	Calcul de l'ombre des anneaux : méthode Capderou	105
5.4.3	Choix d'un modèle d'anneaux	106
5.5	Contributions radiatives et évolution saisonnière	115
5.5.1	Modèle radiatif-convectif 2D	115
5.5.2	Modèle radiatif-convectif 1D	119
5.5.3	Apport d'énergie par déferlement des ondes de gravité.	122
6	Un GCM pour Saturne	125
6.1	Cœur dynamique de LMDZ	126
6.1.1	Les équations primitives de la météorologie	126

6.1.2	Discrétisation spatiale et temporelle	128
6.1.3	Dissipation	133
6.1.4	<i>Sponge layer</i>	134
6.1.5	Guidage	134
6.2	Études de la dynamique de la stratosphère de Saturne	135
6.2.1	Simulations en $128 \times 96 \times 64$	136
6.2.2	Simulations en $128 \times 96 \times 64$ non guidées	146
6.2.3	Simulations en $256 \times 192 \times 64$	158
7	Conclusion	161
Annexe A Article <i>Icarus</i> : Changements saisonniers dans la stratosphère de Saturne mesurés à partir des observations au limbe Cassini/CIRS		165
Annexe B Article <i>Icarus</i> : Modélisation globale de l'atmosphère de Saturne. Partie I : Évaluation du modèle de transfert radiatif		187
Annexe C Communications en premier auteur		203
Annexe D Autres activités		205
Bibliographie		219
Liste des tableaux		221
Table des figures		226
Résumé/Abstract		228

1

Introduction

Dans ce chapitre, je débiterai par une brève introduction sur les atmosphères planétaires en général et sur ce que nous apprend leur étude. Puis, je présenterai les caractéristiques de la planète Saturne et plus particulièrement celles de sa stratosphère qui est l'objet principal de cette thèse. Enfin, j'aborderai les différentes problématiques que j'ai traitées au cours de ma thèse.

Sommaire

1.1	L'étude des atmosphères planétaires	1
1.2	Historique de l'étude de Saturne	3
1.3	Caractéristiques générales de Saturne	5
1.3.1	Caractéristiques physiques	5
1.3.2	Caractéristiques orbitales	7
1.3.3	Composition et structure interne	8
1.4	Photochimie de la stratosphère de Saturne	10
1.5	Dynamique atmosphérique de Saturne	13
1.5.1	Dynamique troposphérique	13
1.5.2	Dynamique stratosphérique	15
1.5.3	Modélisation	19
1.6	Problématiques	22

1.1 L'étude des atmosphères planétaires

Le terme « atmosphère » désigne l'enveloppe gazeuse des planètes. Celle-ci se forme à partir du gaz de la nébuleuse protoplanétaire, qui est accrété par l'attraction gravitationnelle des planètes. Si ces planètes sont suffisamment massives (comme

les planètes géantes du Système Solaire) et ont une température suffisamment basse (parce qu'elles sont assez éloignées de leur étoile), l'atmosphère ainsi créée évolue peu chimiquement et est dite « primaire » car sa composition est proche de celle de la nébuleuse protoplanétaire. Dans le cas contraire (planètes peu massives et trop chaudes, telles que les planètes telluriques du Système Solaire), les gaz les plus légers tels que l'hydrogène et l'hélium s'échappent de leur atmosphère car leur vitesse de libération est inférieure à leur vitesse thermique. L'atmosphère peut ensuite évoluer chimiquement, biologiquement (à cause du développement de la vie, comme sur Terre) ou suite à des impacts météoritiques. On est alors en présence d'une atmosphère secondaire.

Les atmosphères planétaires sont des systèmes complexes, influencées par une large gamme de processus qui vont des couplages entre ces enveloppes gazeuses et les sols ou intérieurs des planètes, aux effets de l'environnement interplanétaire, en passant par les phénomènes chimiques et dynamiques au sein même des atmosphères. Cette science a débuté par l'étude de l'atmosphère terrestre. Elle a permis de décrire les différents phénomènes atmosphériques grâce (entre autres) aux théories de :

- l'hydrodynamique qui permet d'étudier la dynamique atmosphérique
- le transfert radiatif pour expliquer les effets du rayonnement solaire incident et du rayonnement infrarouge thermique émis par l'atmosphère
- la thermodynamique qui va, par exemple, permettre de quantifier les échanges énergétiques dus au changement d'état des constituants de l'atmosphère
- la chimie, afin d'étudier la formation, la destruction et la distribution des constituants atmosphériques.

Grâce à ces études, on a pu identifier les paramètres physiques (masse, rayon, gravité, période de rotation et type de planète), chimiques (composition de l'atmosphère), orbitaux (demi-grand axe, période de révolution, excentricité de l'orbite, obliquité, voire type de l'étoile-hôte) qui influencent l'atmosphère des planètes. Les observations astronomiques au sol et dans l'espace nous ont permis de découvrir beaucoup de corps (planètes, exoplanètes et satellites), présentant des caractéristiques physiques, chimiques et orbitales très différentes de celles de la Terre et possédant une atmosphère. Au sein de notre Système Solaire, on peut par exemple citer :

- Mercure qui n'a qu'une exosphère c'est-à-dire une atmosphère très ténue dont la pression est de l'ordre de 10^{-12} hPa (soit 10^{-15} bar) et dont la température varie entre 90 K et 700 K.

- Titan qui est le seul satellite à posséder une atmosphère dense avec une pression au sol de 1500 hPa (soit 1,5 bar), majoritairement composée de diazote. Sa température au sol est de 100 K environ.
- les géantes gazeuses telles que Jupiter et Saturne avec leurs immenses atmosphères qui s'étendent sur plusieurs milliers de kilomètres et pour lesquelles on estime que la pression à la base de la zone moléculaire est de l'ordre de 10^9 hPa (soit 1 Mbar).

Ces atmosphères planétaires du Système Solaire présentent une grande diversité de températures, pressions à la surface (quand il y en a une!), densité, mais aussi en termes de phénomènes atmosphériques (nuages, cyclones, etc.). Ces derniers ont des propriétés tantôt semblables, tantôt différentes de celles observées dans l'atmosphère terrestre. La diversité des atmosphères planétaires est encore plus grande si on inclut les 1932 exoplanètes connues à ce jour, car on s'attend à ce qu'elles abritent des climats très variés (Forget and Leconte 2014). Par conséquent, l'étude des atmosphères planétaires est une opportunité intéressante d'apporter des contraintes nouvelles aux théories qui les décrivent et donc de les étendre à un cadre plus général que le seul cas terrestre.

Au cours de ma thèse, je me suis intéressée à l'atmosphère de la planète Saturne. À ce jour, il s'agit de la géante gazeuse la plus observée, grâce à l'orbiteur Cassini (voir chapitre 2). Pour la première fois, on dispose d'observations continues de Saturne dans différentes longueurs d'onde, sur une longue durée (2004-2017) qui représente près de la moitié de la période de révolution de Saturne. C'est donc une occasion unique de réaliser des études détaillées ainsi qu'un suivi de la dynamique et de la chimie atmosphériques de Saturne.

1.2 Historique de l'étude de Saturne

Connue depuis l'Antiquité, Saturne a été observée au télescope pour la première fois en 1610 par Galilée, qui remarqua que sa morphologie n'était pas sphérique et qu'elle changeait au cours du temps. En 1656, les observations de Christiaan Huygens permirent de déterminer que ces changements d'aspects étaient saisonniers et dus à la présence d'un anneau ainsi qu'à l'obliquité de Saturne (voir figure 1.1). Huygens découvrit également Titan, le plus gros satellite de Saturne.

Par la suite, les observations de Giovanni Domenico Cassini en 1671 puis celles de William Herschel en 1789 permirent de découvrir la présence de plusieurs anneaux ainsi que d'autres satellites (Téthys, Dioné, Rhéa, Japet, Encelade et Mimas) parmi les soixante-deux actuellement connus. Enfin, au XIX^{ème} siècle, James Clerk Maxwell et

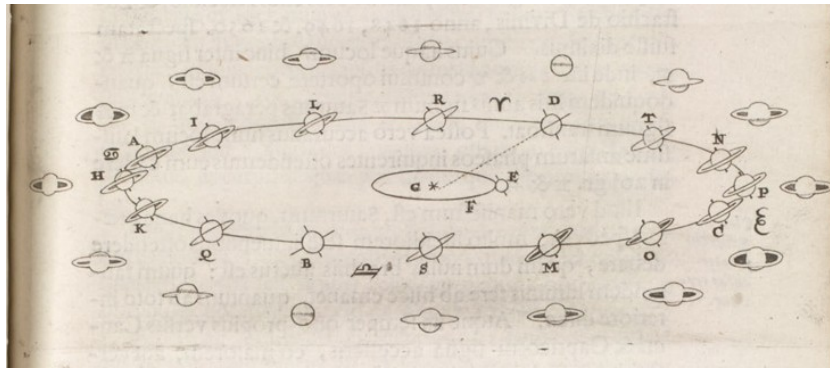


FIGURE 1.1 – Schéma expliquant le lien entre les changements de l’aspect de Saturne et sa position sur son orbite. Crédits : [Huygens \(1659\)](#)

William Keeler découvrirent que les anneaux de Saturne sont constitués d’un ensemble de petits corps en orbite autour de la planète.

L’étude de l’atmosphère de Saturne a commencé au début du XX^{ème} siècle. Par exemple, [Menzel et al. \(1926\)](#) ont mesuré la température de Saturne par photométrie et ont trouvé une valeur de 123 K. On peut également citer les études spectroscopiques de [Adel and Slipher \(1934\)](#) et de [Kuiper \(1947\)](#) qui ont permis de détecter du méthane (CH_4) et qui suggéraient la présence d’ammoniac (NH_3). Grâce aux missions spatiales, des progrès considérables ont été accomplis. La sonde Pioneer 11 a été la première à survoler Saturne (en 1979) et à mesurer des profils verticaux de température de son atmosphère grâce aux occultations radio ([Kliore et al. 1980](#)) et à la spectroscopie infrarouge ([Orton and Ingersoll 1980](#)). Par la suite, les survols des sondes Voyager 1 (1980) et Voyager 2 (1981) ont permis de cartographier sa température et de mesurer des profils verticaux de différents constituants de son atmosphère, tels que l’éthane (C_2H_6), l’acétylène (C_2H_2) ou encore la phosphine (PH_3). Par ailleurs, l’atmosphère de Saturne a également été étudiée grâce à des observations du télescope spatial Hubble. Ces observations ont permis entre autres de mieux caractériser les aérosols (particules en suspension dans l’atmosphère) de l’atmosphère de Saturne ([Karkoschka and Tomasko 2005](#)).

La sonde Cassini est en orbite autour de Saturne depuis 2004 et le restera jusqu’en 2017. Grâce à ses instruments et aux différentes techniques employées (imagerie, spectroscopie infrarouge et ultraviolet, occultations radio etc.) et à la durée de cette mission, on dispose d’un grand nombre d’observations qui permettent d’étudier avec une grande précision les variations spatiales de la température, de la vitesse des vents au niveau des nuages ou des abondances des différents constituants mais aussi l’évolution temporelle de ces grandeurs. Les caractéristiques de cette mission ainsi que quelques résultats marquants seront présentés dans le chapitre 2.

En parallèle de la mission Cassini, Saturne est observée avec des télescopes au sol tels que les VLT (*Very Large Telescope*) au Chili ou encore les télescopes Keck et NASA IRTF (*NASA InfraRed Telescope Facility*) situés à l'Observatoire du Mauna Kea, à Hawaï. Ces observations permettent également de mesurer la température et la composition atmosphérique (voir par exemple les études de [Fletcher et al. \(2009, 2012\)](#); [Orton and Yanamandra-Fisher \(2005\)](#); [Orton et al. \(2008\)](#); [Greathouse et al. \(2006\)](#)). Elles sont complémentaires à celles faites avec la sonde Cassini et permettent d'accéder à des longueurs d'onde différentes ou à des résolutions spectrales plus élevées que celles des instruments de la sonde Cassini.

1.3 Caractéristiques générales de Saturne

Examinons les caractéristiques physiques et orbitales ainsi que la composition de Saturne. Elles sont résumées dans le tableau 1.1.

1.3.1 Caractéristiques physiques

Saturne est la deuxième planète du Système Solaire en terme de masse et de rayon. Sa période de rotation n'est pas très bien connue car il existe plusieurs méthodes de mesure qui donnent des résultats différents. La valeur de référence est donnée par la période de modulation du signal radio kilométrique (Saturn Kilometric Radiation ou SKR) mesurée par Voyager, qui vaut 10 h 39 min 24 s (10,66 h) ([Desch and Kaiser 1981](#)). Cependant, la périodicité du SKR varie, puisque [Gurnett et al. \(2005\)](#) ont mesuré une période de 10 h 45 min 45 s (10,76 h) à partir d'observations Cassini. De plus, il semblerait que cette période varie d'un hémisphère à l'autre ([Gurnett et al. 2009](#)). D'autres études ont été menées à partir de diverses observations ou de modèles : observations des particules chargées de la magnétosphère (période de 10,8 h [Carbary and Mitchell 2014](#)), observations des *spokes* qui sont des nuages de particules chargées situés au-dessus des anneaux (période de 10,35 h, [Mitchell et al. 2013](#)), mesure de la vortacité potentielle (invariant hydrodynamique caractérisant l'état rotationnel d'un fluide) par [Read et al. 2009](#) (période de 10,57 h), modélisation d'un géoïde de référence à partir de mesures du champ gravitationnel de Saturne (période de 10,55 h, [Anderson and Schubert 2007a](#))... Au total, il existe une douzaine de façons différentes de mesurer la période de rotation de Saturne et la plupart d'entre elles prédisent une période d'environ 10,7 h.

Quoiqu'il en soit, Saturne tourne rapidement sur elle-même, ce qui provoque un

Rayon	60 268 km à l'équateur 54 364 km aux pôles
Masse	$5,68 \times 10^{24}$ kg = $95 M_{\oplus}$
Période de rotation	$10,7^{+0,1}_{-0,35}$ h
Aplatissement	0,09796
Gravité	8,96 m.s ⁻² à l'équateur 12,14 m.s ⁻² aux pôles
Obliquité	26,7°
Flux d'énergie interne	$2,01 \pm 0,14$ W.m ⁻²
Demi-grand axe	9,5 UA
Période de révolution	29,5 ans
Excentricité	0.0565
Flux solaire incident moyen	3.7 W.m ⁻²
Composition (en rapport de mélange volumique)	H ₂ $0,86 \pm 0,025$ He $0,1355 \pm 0,025$ CH ₄ 4700 ± 200 ppm NH ₃ , C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂ , H ₂ O...

TABLE 1.1 – Caractéristiques physiques, orbitales et chimiques de Saturne

aplatissement important qui se traduit par une différence d'environ 6000 km (soit 10% du rayon de Saturne et un peu moins d'un rayon terrestre) entre les rayons polaire et équatorial. Cet aplatissement provoque une variation significative de la gravité de Saturne en fonction de la latitude. La forme de Saturne provoque également une différence non-négligeable entre les latitudes planétographique et planétocentrique, qui sont représentées dans la figure 1.2. Dans mon manuscrit, le terme latitude désignera la latitude planétographique.

La caractéristique la plus remarquable de Saturne est son système d'anneaux. Ils sont composés de blocs de glace et de roches dont la taille varie de 1 μ m à 10 m (Lissauer and de Pater 2013). On dénombre sept anneaux, de largeur, d'opacités et d'épaisseurs différentes. Leur largeur totale (du bord interne de l'anneau D au bord externe de l'anneau E) est de 635000 km et leur épaisseur varie globalement entre 4 m et 100 m (sauf pour l'anneau E dont l'épaisseur peut atteindre 2×10^4 km).

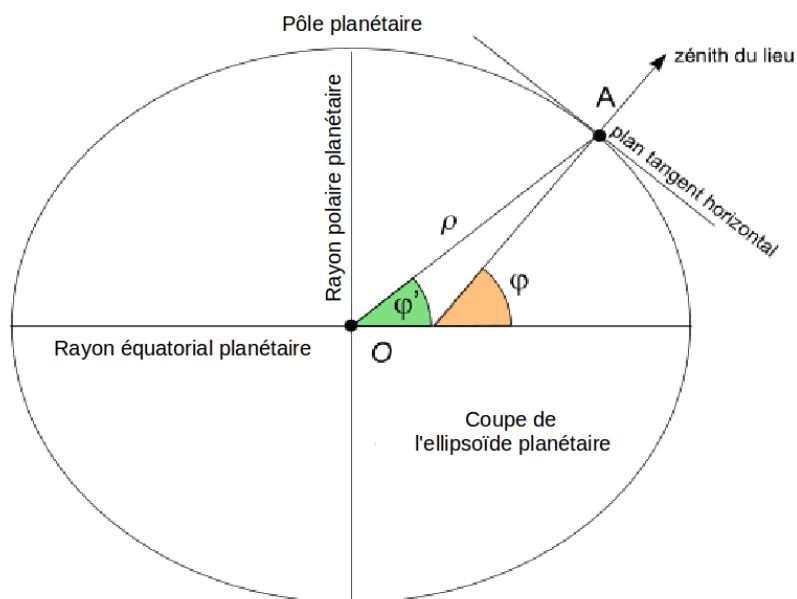


FIGURE 1.2 – Différence entre les latitudes planétocentrique (φ') et planétographiques φ .

1.3.2 Caractéristiques orbitales

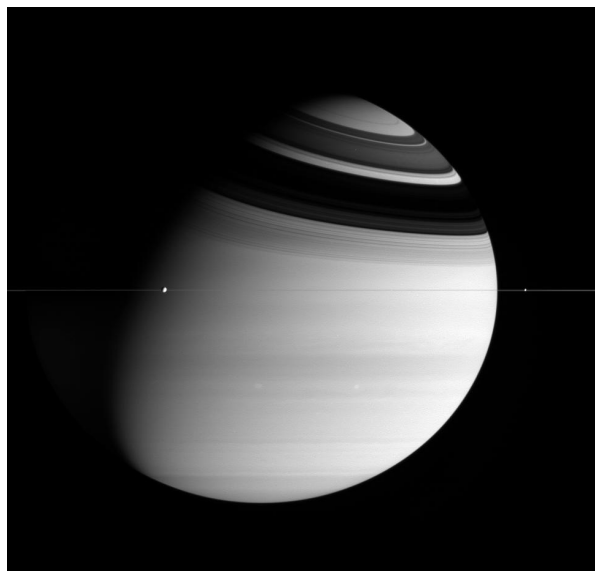


FIGURE 1.3 – Saturne vue par la sonde Cassini à $L_S = 303^\circ$ (mars 2005, hiver boréal).
Crédits : NASA/JPL/Space Science Institute

Saturne se situe à 9,5 UA du Soleil et met 29,5 années terrestres pour accomplir une révolution autour du Soleil. Pour se repérer dans l'année de Saturne, on utilise les longitudes solaires L_S . Par convention, $L_S = 0^\circ$, $L_S = 90^\circ$, $L_S = 180^\circ$ et $L_S = 270^\circ$ correspondent respectivement à l'équinoxe de printemps, au solstice d'été, à l'équinoxe

d'automne et au solstice d'hiver dans l'hémisphère nord. Chaque saison dure 7,5 ans. L'excentricité de l'orbite de Saturne est suffisamment importante pour influencer de façon significative sur l'insolation : au solstice d'été austral, le flux solaire au pôle sud atteint $7,6 \text{ W.m}^{-2}$ contre $6,1 \text{ W.m}^{-2}$ au pôle nord au solstice d'été boréal. À cause de son obliquité de $26,7^\circ$, Saturne subit d'importants contrastes saisonniers tout au long de sa période de révolution. Ces variations d'insolation saisonnières sont renforcées drastiquement par l'ombre des anneaux A, B et C projetée sur l'hémisphère d'hiver. La figure 1.3 est une image prise par la sonde spatiale Cassini pendant l'hiver boréal (à $L_S = 303^\circ$). On peut voir que l'ombre des anneaux s'étend sur une grande partie de l'hémisphère nord. À certaines latitudes, l'ombre des anneaux atténue légèrement le flux solaire tandis que d'autres latitudes sont plongées dans l'obscurité totale.

1.3.3 Composition et structure interne

Saturne est composée majoritairement de dihydrogène (H_2), d'hélium (He), de méthane (CH_4) et d'autres gaz tels que l'ammoniac (NH_3) ou l'éthane (C_2H_6). Les incertitudes sur le rapport $[\text{He}]/[\text{H}_2]$ sont significatives : les mesures de [Conrath and Gautier \(2000\)](#) et [Flasar et al. \(2008\)](#) montrent que ce rapport est compris entre 0,08 et 0,16. Pour le méthane, son rapport de mélange a été mesuré à $\pm 20\%$ par [Fletcher et al. \(2009\)](#).

On peut distinguer plusieurs couches dans la structure interne de Saturne, représentées sur la figure 1.4. L'atmosphère neutre constitue la partie principale de Saturne et est composée majoritairement de dihydrogène. Au-dessus du niveau 10^{-5} mbar (10^{-5} hPa), l'atmosphère est ionisée par les rayons ultraviolets solaires. Sous l'atmosphère neutre, vers 2 Mbar ($2 \times 10^9 \text{ hPa}$), les conditions de pression et de température sont telles que l'hydrogène est sous forme métallique c'est-à-dire qu'il se comporte comme un liquide conducteur. Enfin, au cœur de la planète la plupart des modèles prédisent l'existence d'un noyau composé de glaces et de roches. Par convention, le niveau de pression $P = 1 \text{ bar} = 1000 \text{ hPa}$ est assimilé à l'altitude $z = 0 \text{ km}$ mais du fait de l'absence de surface, on se réfère aux niveaux de pression plutôt qu'aux altitudes pour se repérer verticalement dans Saturne.

On peut également noter que le flux solaire incident moyen surfacique est du même ordre de grandeur que le flux d'énergie interne (mesuré par [Hanel et al. 1983](#)). Ce flux d'énergie ne peut pas être expliqué exclusivement par le refroidissement de Saturne par contraction gravitationnelle (mécanisme de Kelvin-Helmoltz), de sa formation à nos jours. La précipitation de gouttelettes d'hélium vers le centre de la planète ([Fortney and Hubbard 2003](#)) pourrait générer l'énergie requise pour que Saturne ait un tel flux de chaleur interne. Les travaux de [Leconte and Chabrier \(2013\)](#) suggèrent au contraire que

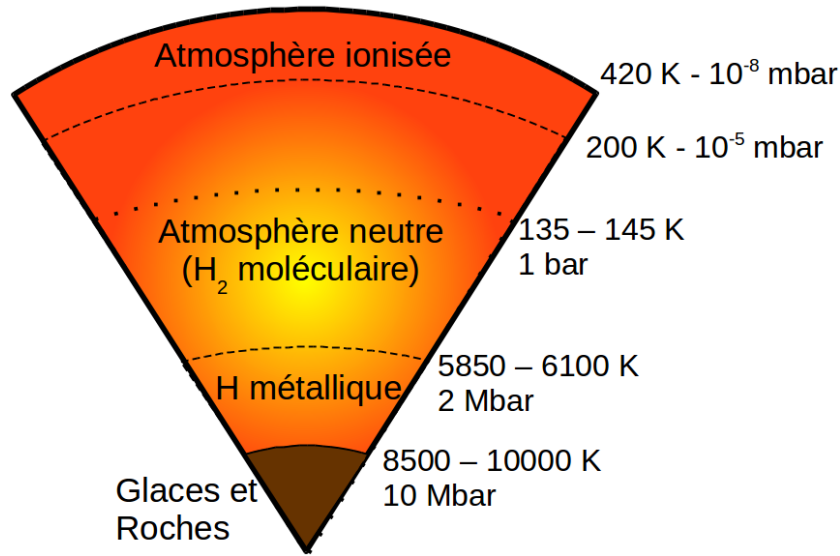


FIGURE 1.4 – Structure interne de Saturne, d’après [Fortney et al. \(2010\)](#) et [Moses et al. \(2000\)](#). Les pointillés représentent le niveau de référence $P = 1 \text{ bar} = 1000 \text{ hPa}$

la convection en couches (*layered convection*) déclenchée par un fort gradient vertical de composition pourrait ralentir le refroidissement de Saturne.

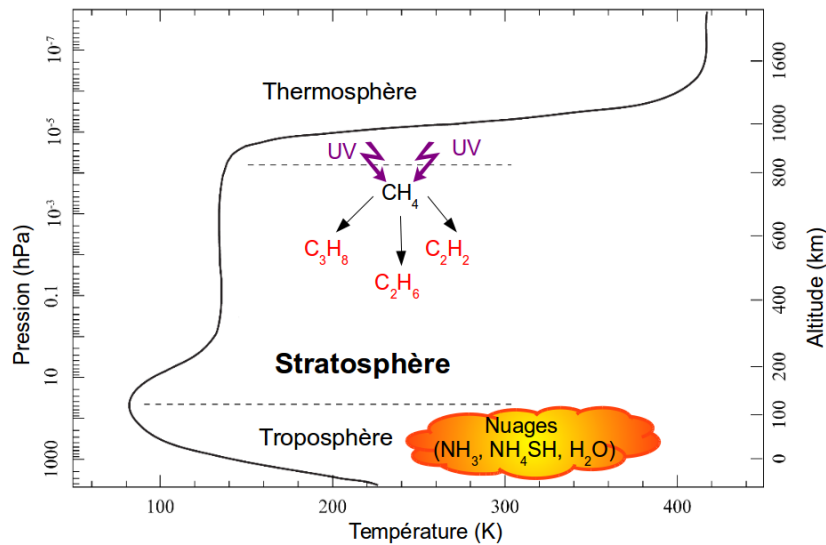


FIGURE 1.5 – Structure verticale de l’atmosphère de Saturne (profil de température extrait de [Moses et al. \(2000\)](#)).

La figure 1.5 représente un profil vertical de température dans l’atmosphère de Saturne, mesuré grâce à des radio-occultations (Voyager/RSS, [Lindal et al. 1985](#)), occultations en ultraviolet (Voyager/UVS, [Festou and Atreya 1982](#); [Smith et al. 1983](#)) et en infrarouge (observations sol, [Hubbard et al. 1997](#)). Tout comme dans l’atmosphère terrestre, on peut distinguer plusieurs couches dans l’atmosphère de Saturne en fonction

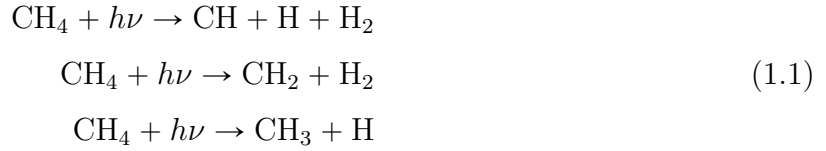
des variations de la température en fonction de l'altitude :

- La troposphère (pressions supérieures à 70 hPa) où la température diminue en fonction de l'altitude suivant le gradient adiabatique sec $\Gamma_d = -g/c_p$ (c_p étant la capacité calorifique massique à pression constante) qui vaut 0.85 K/km à l'équateur au niveau 1 bar. Aux pressions supérieures à 600 hPa, le rayonnement solaire reçu devient négligeable (Pérez-Hoyos and Sánchez-Lavega 2006). L'air est chauffé par la chaleur interne de Saturne et le transfert de chaleur se fait essentiellement grâce à la convection. Les nuages de Saturne se situent dans la troposphère et se répartissent en plusieurs couches selon le modèle d'équilibre thermochimique d'Atreya and Wong (2005) : une couche de glace d'ammoniac (1-2 bar), une couche de glace d'hydrosulfure d'ammonium (NH_4SH , 3-6 bar), de la glace d'eau (3-10 bar) et une solution aqueuse d'ammoniac (10-20 bar).
- La stratosphère (de 70 hPa à 4×10^{-4} hPa), sujet principal de cette thèse, où la température augmente en fonction de l'altitude grâce à l'absorption des rayons visibles et proche infrarouges solaires par le méthane (CH_4) et les aérosols. À cause de ce gradient de température positif, cette région est peu affectée par les mouvements convectifs. Les échanges énergétiques sont principalement radiatifs (Irwin 2009). L'émission thermique due aux bandes d'émission des hydrocarbures et au continuum émis par les collision $\text{H}_2 - \text{H}_2$, $\text{H}_2 - \text{He}$ et $\text{H}_2 - \text{CH}_4$ (voir chapitre 3) refroidissent la stratosphère. Dans la stratosphère de Saturne, les rayons ultraviolets du Soleil photo-dissocient le méthane. Cette photolyse est à l'origine d'une longue chaîne de réactions chimiques et photochimiques qui produisent des hydrocarbures tels que l'éthane (C_2H_6) ou l'acétylène (C_2H_2). Ces réactions chimiques seront traitées plus en détail dans la section 1.4.
- La thermosphère (de 4×10^{-4} hPa à 10^{-8} hPa) se caractérise par une forte augmentation de la température en fonction de l'altitude. Les rayons ultraviolets extrêmes (EUV) du Soleil ainsi que les particules chargées du vent solaire ionisent les molécules de l'atmosphère, ce qui génère de la chaleur qui se propage par conduction. Cependant, cette source de chaleur n'est pas suffisante pour expliquer le fort gradient thermique observé. D'autres processus tels que le déferlement des ondes de gravité ou le chauffage par effet Joule peuvent apporter de l'énergie supplémentaire dans la thermosphère (Müller-Wodarg et al. 2006).

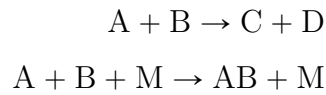
1.4 Photochimie de la stratosphère de Saturne

La photochimie stratosphérique est initiée par les photons ultraviolets solaires, principalement des photons Lyman- α dont la longueur d'onde est de 121,6 nm. Ces photons

ne peuvent pas atteindre les pressions supérieures à 6 hPa à cause de la diffusion Rayleigh ([Irwin 2009](#)). Les molécules de méthane ont une section efficace importante pour l'absorption de ces photons et sont donc facilement photolysées. La photodissociation du méthane génère les radicaux CH, CH₂ et CH₃ selon les réactions suivantes :



Les radicaux ainsi formés s'associent entre eux et avec d'autres molécules de l'atmosphère par des réactions chimiques à deux réactifs ou deux réactifs et un catalyseur M :



Ainsi, la photodissociation du méthane et les nombreuses réactions (photodissociation et réactions avec les radicaux) qui en découlent (illustrées en figure 1.6) produisent une grande variété d'hydrocarbures aux temps de vie différents.

Dans la stratosphère de Saturne, les espèces photochimiques les plus abondantes sont l'éthane (C₂H₆) et l'acétylène (C₂H₂). Leurs rapports de mélange respectifs à 1 hPa sont de l'ordre de 5×10^{-6} et 3×10^{-7} ([Guerlet et al. 2009](#)). L'éthane se forme principalement par la réaction :



tandis que l'acétylène est généralement issu de la photolyse de l'éthane et de l'éthylène (C₂H₄). D'autres molécules plus lourdes telles que le propane (C₃H₈), le diacétylène (C₄H₂) ou le benzène (C₆H₆) sont également créées. Le propane est la plus abondante des espèces C₃ et a un rapport de mélange d'environ 10^{-7} à 1 hPa ([Greathouse et al. 2006](#); [Guerlet et al. 2009](#)).

La photochimie est à l'origine de la formation des aérosols stratosphériques, grâce à des réactions entre ces différents hydrocarbures qui produisent des polymères. La formation des aérosols polaires est également influencée par le bombardement des zones

aurorales par des particules énergétiques de la magnétosphère. Toutes ces molécules sont progressivement diffusées vers la troposphère, où la température est suffisamment élevée pour que des réactions thermochimiques les convertissent en méthane. Ce méthane est ensuite transporté vers la haute atmosphère où il peut être photolysé de nouveau.

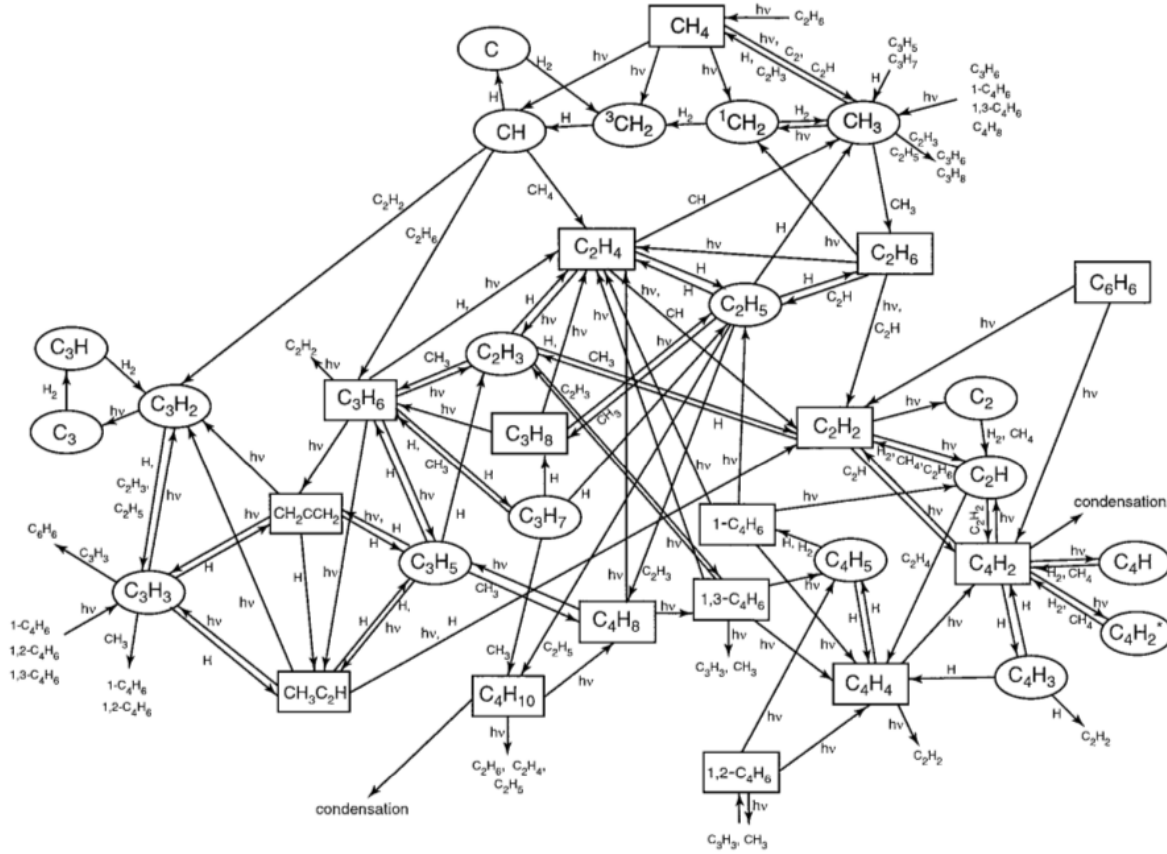


FIGURE 1.6 – Schéma des réactions chimiques et photochimiques dans la stratosphère de Saturne. Les radicaux sont dans les ovales tandis que les molécules stables sont dans les rectangles (schéma issu de [Moses et al. \(2000\)](#)).

Les hydrocarbures jouent un rôle important dans l'équilibre radiatif de la stratosphère. En effet, le méthane réchauffe la stratosphère par l'absorption des rayons infrarouges solaires. Les espèces photochimiques (principalement l'éthane et l'acétylène) et le méthane refroidissent également cette région grâce à leurs bandes d'émission dans l'infrarouge thermique. Il est donc important de connaître leurs distributions méridiennes, verticales ainsi que leurs variations saisonnières. Celles-ci sont tout d'abord contrôlées par les variations d'insolation saisonnières et méridiennes, qui vont agir sur la production des radicaux issus de la photodissociation du méthane mais également sur la destruction par photolyse des molécules créées. L'influence de l'insolation sur la photochimie dépend des temps photochimiques de production et de destruction des espèces considérées. [Moses and Greathouse \(2005\)](#) ont également défini le temps photochimique net afin de caractériser la stabilité d'une espèce :

$$T = \frac{n}{dn/dt} = \frac{n}{|Q - L|} \quad (1.3)$$

où n est la concentration, Q et L les taux respectifs de production et de destruction photochimiques des espèces considérées. Dans la stratosphère, à certains niveaux de pression (vers 1-0.01 hPa), les temps photochimiques de l'éthane et de l'acétylène sont inférieurs à ou de l'ordre de la période de révolution de Saturne ([Moses and Greathouse 2005](#)). De ce fait, leurs distributions méridiennes à ce niveau de pression devraient être sensibles aux variations saisonnières d'insolation.

Par ailleurs, la diffusion verticale va également contrôler la distribution des hydrocarbures. La diffusion moléculaire (due à l'agitation thermique et qui homogénéise les gradients de concentration) ainsi que la diffusion turbulente (provoquée par les mouvements turbulents de l'atmosphère) transportent verticalement les hydrocarbures et peuvent donc affecter les profils verticaux de ces espèces selon le rapport de grandeur entre les temps photochimiques et les échelles de temps de diffusion. Enfin, la dynamique atmosphérique peut également transporter les hydrocarbures verticalement et horizontalement. De ce fait, selon leur temps de vie, les espèces photochimiques peuvent être considérées comme des traceurs de la dynamique atmosphérique.

1.5 Dynamique atmosphérique de Saturne

1.5.1 Dynamique troposphérique

Dans la troposphère de Saturne, la circulation atmosphérique s'organise en bandes zonales de vents dont la structure influence l'organisation des nuages et des aérosols (voir figure 1.7). Le suivi de l'évolution des nuages permet de mesurer le vent zonal à des pressions comprises entre 100 hPa et 10 hPa. La vitesse du vent est maximale à l'équateur où elle atteint 450 m/s et va de -20 m/s à 160 m/s aux autres latitudes ([Smith et al. 1981](#); [Choi et al. 2009](#)). Le sens des *jets* est alterné, avec une forte asymétrie entre les jets orientés vers l'Est qui ont une vitesse comprise entre 60 m/s et 160 m/s hors de la zone équatoriale et ceux orientés vers l'Ouest dont la vitesse est plus faible (20 m/s au maximum).

D'autres phénomènes dynamiques originaux ont été observés. Parmi ceux-ci, on peut tout d'abord parler de l'hexagone polaire (voir figure 1.8). Cette structure nuageuse encercle le pôle Nord à 76°N et présente des vents zonaux compris entre 100 m/s (à l'extérieur de l'hexagone) et 160 m/s (tout au centre). Il s'agit d'une structure stable

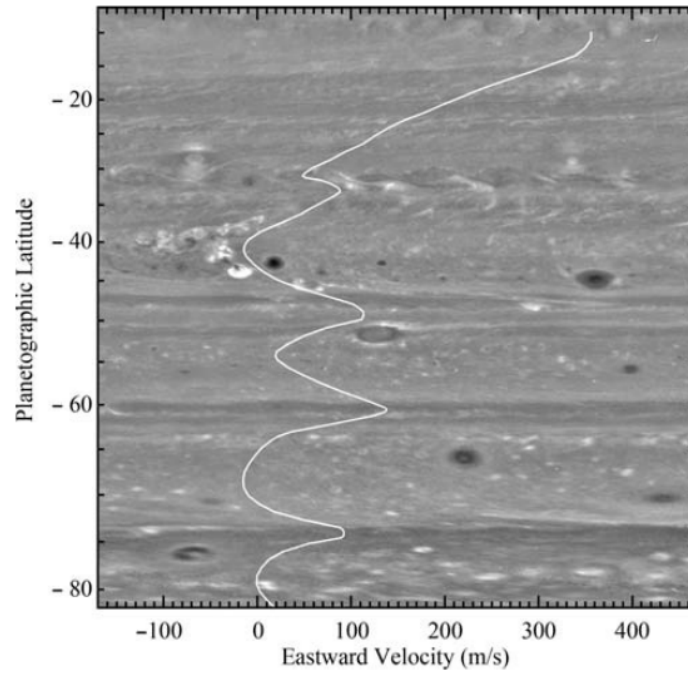


FIGURE 1.7 – Profil méridien du vent zonal moyen et structures nuageuses dans l’hémisphère Sud. La mesure du vent ainsi que l’image ont été obtenues à partir de données Cassini/ISS. Crédits : [Vasavada et al. \(2006\)](#)

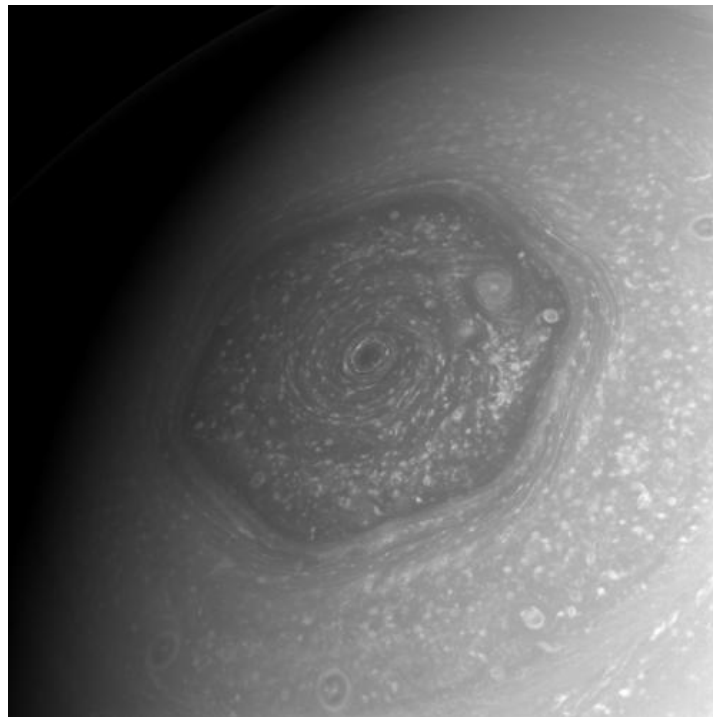


FIGURE 1.8 – Image Cassini/ISS de l’hexagone polaire. Crédits : *NASA/JPL-Caltech*

de l’atmosphère puisqu’elle a été observée pour la première fois par Voyager 2 ([Godfrey 1988](#)) et continue d’être observée avec Cassini ([Sánchez-Lavega et al. 2014](#)). L’origine de cet hexagone est méconnue. Des *Great White Spots* (ou *GWS*) ont également été

observés dans la troposphère. Ces événements sont caractérisés par une forte activité convective qui se développe sur une bande de latitude proche de l'équateur ou aux moyennes latitudes, faisant le tour de la planète (Sánchez-Lavega et al. 2012). Ces grandes tempêtes apparaissent dans l'hémisphère nord, généralement en été, avec une périodicité d'environ 30 ans. De 1876 à aujourd'hui, on en a dénombré six. La dernière d'entre elles a eu lieu entre décembre 2010 et août 2011 et a pu être observée à l'aide de la sonde Cassini, de grands télescopes (par exemple VLT/VISIR par Fletcher et al. 2012) et d'instruments amateurs. Son évolution temporelle est représentée en figure 1.9.

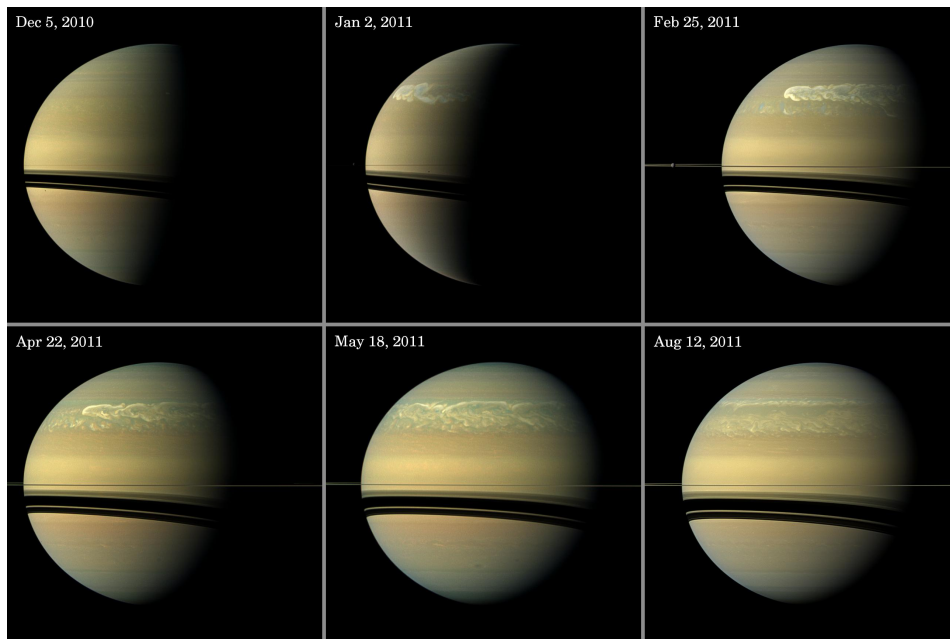


FIGURE 1.9 – Images Cassini/ISS montrant l'évolution temporelle du *Great White Spot* de 2010-2011. Crédits : NASA/JPL-Caltech

1.5.2 Dynamique stratosphérique

Mesures de la température

Dans la stratosphère, on ne dispose pas de traceurs adéquats pour mesurer les vents. Cependant, on peut étudier indirectement la dynamique atmosphérique de cette région en mesurant la température et les abondances de différentes espèces. Les différences d'insolation entre latitudes génèrent des gradients de température qui vont créer des mouvements atmosphériques pour minimiser ces gradients. De ce fait, la structure thermique de la stratosphère sera affectée par la dynamique atmosphérique. Les mesures des variations verticales, méridiennes et saisonnières de la température peuvent permettre de mesurer le vent thermique, c'est-à-dire le vent généré par les gradients de température. Ces mesures peuvent donc donner des informations sur la dynamique

atmosphérique.

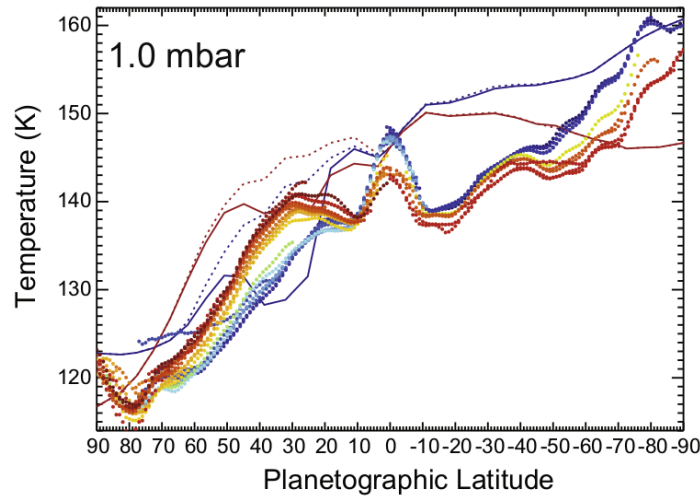


FIGURE 1.10 – Profils méridiens de température montrant l’évolution saisonnière de la température à 1 hPa (Fletcher et al. 2010). Les points bleus et rouges correspondent respectivement aux températures mesurées en octobre 2004 ($L_S = 297,4^\circ$) et en juillet 2009 ($L_S = 358,6^\circ$). Les lignes continues bleues et rouges correspondent aux prédictions du modèle radiatif de Greathouse et al. (2008) pour ces mêmes dates.

La température est mesurée en utilisant l’émission due aux collisions $H_2 - H_2$ et $H_2 - He$ ainsi que les bandes d’émission du CH_4 , car ces espèces sont supposées être réparties de façon homogène en latitude et en longitude dans l’atmosphère de Saturne. Elles peuvent donc servir de « thermomètres ». La première mesure des variations méridiennes de la température a été faite par Hanel et al. (1981) à partir d’observations Voyager 1/IRIS (Infrared Interferometer Spectrometer and Radiometer). Ces observations ont révélé qu’au printemps boréal ($L_S = 9^\circ$), à 209 hPa, les moyennes latitudes sud étaient plus chaudes de 5 K que les moyennes latitudes nord. Par la suite, Orton and Yanamandra-Fisher (2005) ont observé Saturne avec Keck I/LWS (Long Wavelength Spectrometer) pendant l’été austral ($L_S = 288^\circ$) et ont montré que les températures stratosphériques à 3 hPa augmentaient de 8 K entre l’équateur et $70^\circ S$. Orton and Yanamandra-Fisher (2005) ont également mesuré une forte augmentation de la température entre $70^\circ S$ et le pôle Sud, qui peut être expliquée par l’effet radiatif des aérosols mais aussi par une subsidence¹ aux hautes latitudes. Grâce à des observations Cassini/CIRS (Composite InfraRed Spectrometer) au nadir², Fletcher et al. (2010) ont étudié l’évolution saisonnière de la haute troposphère ([75; 800] hPa) et de la basse stratosphère ([0.5; 5] hPa). Les auteurs de cette étude démontrent que dans la stratosphère, de l’hiver au printemps, les moyennes latitudes nord se sont réchauffées

¹Un mouvement descendant de l’atmosphère. En descendant vers les plus hautes pressions, l’air est comprimé et se réchauffe.

²Observations où la ligne de visée est dirigée vers le centre de la planète

(de 9 K à 35°N à 1 hPa) en émergeant de l'ombre des anneaux, tandis que l'hémisphère sud s'est refroidi (de 8 K à 70°S à 1 hPa, voir figure 1.10), ce qui peut-être expliqué grâce aux contributions radiatives des composants atmosphériques. Ils ont également observé une absence de refroidissement sous l'ombre des anneaux en hiver (autour de 25°N) contrairement à ce qui est prédit par les modèles radiatifs et suggèrent que la dynamique atmosphérique minimise les contrastes de température causés par l'ombre des anneaux. Fletcher et al. (2010) observent également une augmentation de la température de 82°N au pôle nord au printemps boréal, qui pourrait également être causée par une subsidence. De plus, Fletcher et al. (2008) ont cartographié la température dans la stratosphère de Saturne avec Cassini/CIRS durant l'hiver boréal et suggèrent l'existence de cellules de circulation aux pôles de la planète.

Les observations Cassini/CIRS au limbe et NASA IRTF ont également révélé la présence d'une oscillation équatoriale (Fouchet et al. 2008; Orton et al. 2008) de la température. Elle se caractérise par une alternance de minima et de maxima de température (avec une amplitude d'environ 10 K) autour de l'équateur (entre 20°N et 20°S), comme illustré par la figure 1.11 (haut). Cette structure se propage vers le bas (Guerlet et al. 2011). Elle est probablement forcée par des interactions entre des ondes atmosphériques et l'écoulement moyen. Cette interprétation est cohérente avec la détection de petites perturbations de faible étendue verticale dans des profils de température mesurés à l'équateur par radio-occultations Cassini (Flasar et al. (2011); Schinder et al. (2011), figure 1.11 (bas)), qui pourraient être associées à la propagation d'ondes dans l'atmosphère.

Distribution des hydrocarbures

La distribution des hydrocarbures peut également donner des indications sur la dynamique atmosphérique de Saturne. Des observations au sol IRTF/TEXES (Greathouse et al. 2005) ainsi que des observations Cassini/CIRS au limbe (Guerlet et al. 2009, figure 1.12) et au nadir (Howett et al. 2007; Hesman et al. 2009) ont montré que l'éthane est distribué de façon homogène à 1 hPa et 2 hPa, tandis que les abondances d'acétylène décroissent de l'équateur aux pôles. De plus, les observations de Greathouse et al. (2005) montrent que l'abondance du propane est constante de 20°S à 80°S à 5 hPa. Or le modèle photochimique saisonnier 1D de Moses and Greathouse (2005) prédit des distributions décroissantes de l'équateur aux pôles pour ces trois espèces, de façon à suivre l'insolation moyenne annuelle. L'écart entre les prédictions de ce modèle et les observations peut être causé par du transport méridien, qui modifierait les distributions de l'éthane et du propane. Par ailleurs, des observations Cassini/CIRS

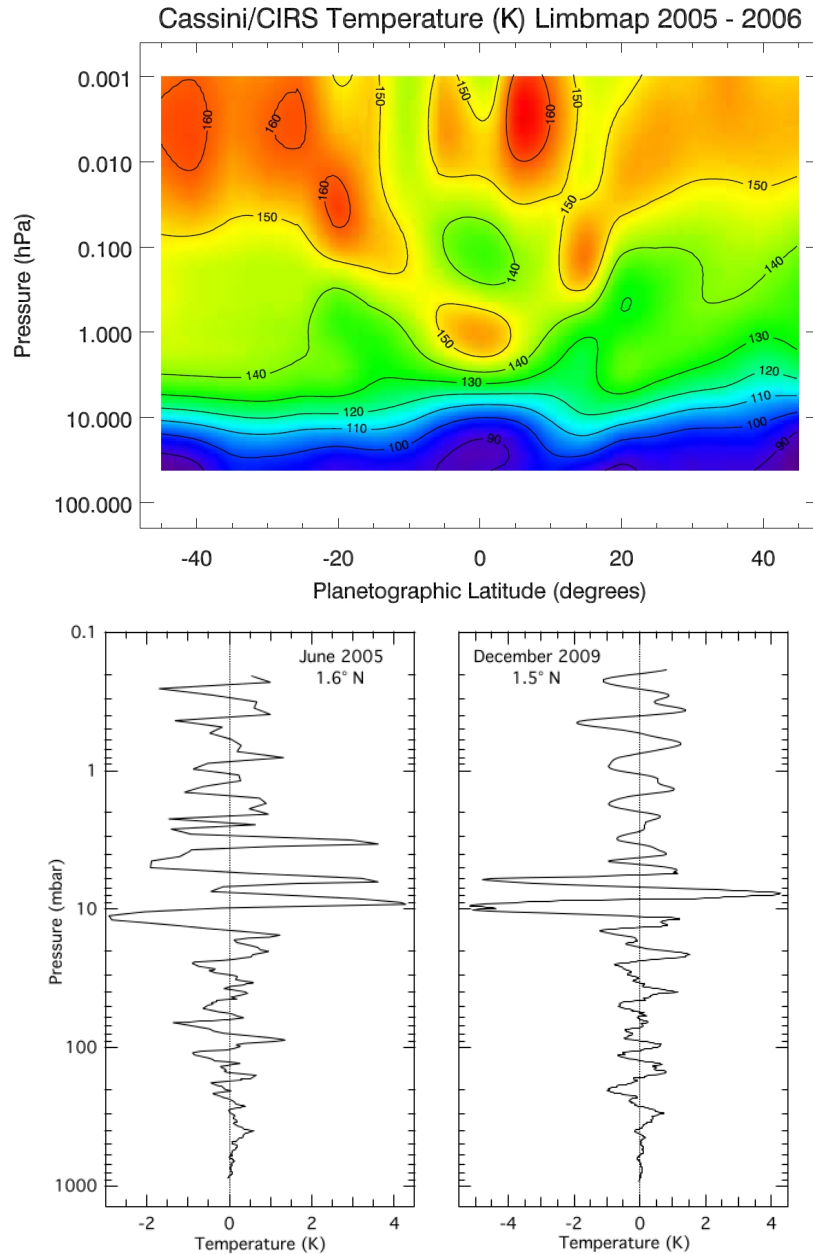


FIGURE 1.11 – (*Haut*) Carte de température mesurée par Cassini/CIRS montrant l’oscillation équatoriale de Saturne (Fouchet et al. 2008). (*Bas*) Perturbations de température détectées par radio-occultations Cassini, interprétées comme la signature d’ondes (Flasar et al. 2011).

au limbe de 2005 et 2006 (Guerlet et al. 2009) révèlent que l’éthane et l’acétylène sont plus abondants dans l’hémisphère nord que dans l’hémisphère sud, à des pressions inférieures à 0.1 hPa. Guerlet et al. (2009) suggèrent que cela pourrait refléter l’existence d’une forte circulation méridienne qui transporterait les hydrocarbures de l’hémisphère d’été à l’hémisphère d’hiver. À 25°N, Guerlet et al. (2009) ont mesuré un maximum local d’éthane et d’acétylène à 0,01 hPa, qui pourrait être dû à l’advection de ces hydrocarbures par une subsidence située sous l’ombre des anneaux. Les variations

saisonniers peuvent également donner des indications concernant la dynamique. [Sinclair et al. \(2013\)](#) ont analysé et comparé des observations Cassini/CIRS au nadir, acquises en 2005 et 2010. Ils ont mesuré un enrichissement en hydrocarbures à 25°N et un appauvrissement à 15°S à 2 hPa, attribués respectivement à de la subsidence et à de l'ascendance.

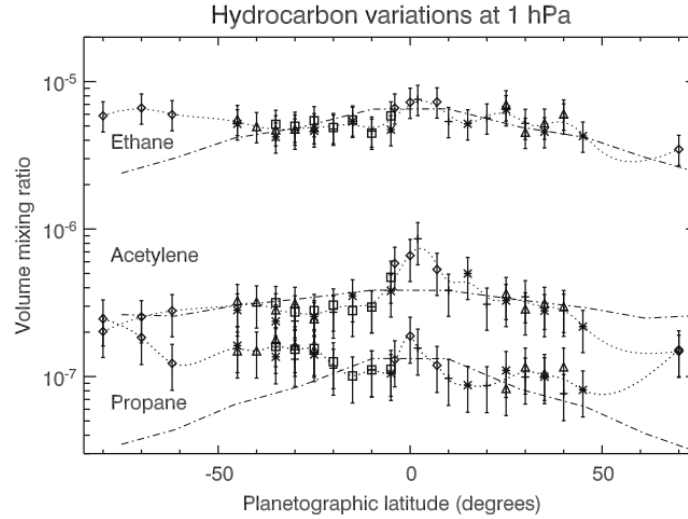


FIGURE 1.12 – Profils méridiens de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8 à 1 hPa ([Guerlet et al. 2009](#)). Les points représentent les mesures effectuées avec Cassini/CIRS. La ligne en pointillés est une interpolation des résultats et la ligne en points-tirets représente les prédictions du modèle photochimique de [Moses and Greathouse \(2005\)](#)

1.5.3 Modélisation

Parallèlement aux mesures de la température par télédétection dans les années 80, des modèles numériques ont été développés pour prédire la température de la stratosphère de Saturne. La confrontation entre ces modèles et les mesures est un moyen d'identifier les processus physiques (contributions radiatives, dynamique atmosphérique...) à l'origine des variations de température saisonnières ou spatiales mesurées.

Il y a tout d'abord eu des modèles d'équilibre radiatifs ([Cess and Caldwell 1979](#); [Carlson et al. 1980](#); [Bézar and Gautier 1985](#); [Greathouse et al. 2008](#)), qui consistent à calculer l'évolution de la température T de Saturne en calculant les flux radiatifs F à différents niveaux de pression P :

$$\frac{c_p}{g} \frac{dT}{dt} = \frac{dF}{dP} \quad (1.4)$$

où c_p est la capacité calorifique massique à pression constante et g la gravité. Les flux

radiatifs sont calculés en prenant en compte l'absorption du flux solaire par le méthane et les aérosols et l'émission infrarouge par les gaz et aérosols de l'atmosphère, ainsi que les variations saisonnières d'insolation. La comparaison entre ces modèles et les observations ont permis de montrer que les températures mesurées dans la stratosphère, ne pouvaient pas toujours être expliquées par les contributions radiatives prises en compte dans ces modèles. Par exemple, la forte augmentation de la température mesurée entre 70°S et le pôle Sud par [Orton and Yanamandra-Fisher \(2005\)](#) n'est pas reproduite par les prédictions du modèle radiatif saisonnier de [Bézar and Gautier \(1985\)](#) alors que ce modèle est en bon accord avec les mesures entre l'équateur et 70°S. De même, l'oscillation équatoriale de température n'est prédite par aucun modèle radiatif.

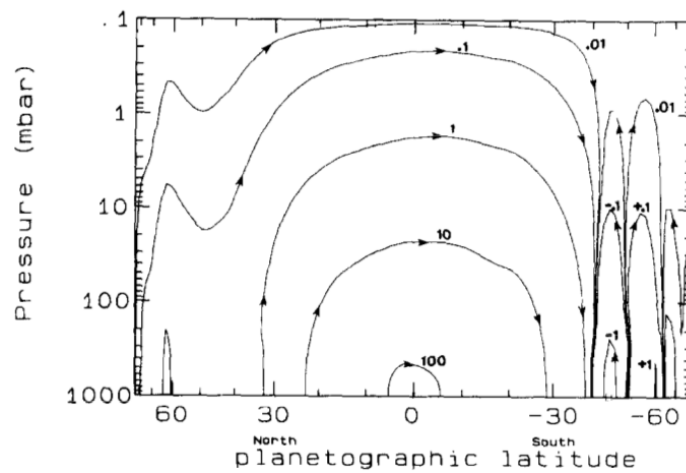


FIGURE 1.13 – Fonction de courant pendant l'été nord, calculée par le modèle de [Barnet et al. \(1992\)](#). L'ombre des anneaux se trouve dans l'hémisphère sud.

Peu de modèles prédictifs de la dynamique stratosphérique de Saturne ont été développés. Ceux-ci consistent à résoudre les équations primitives de la météorologie qui traduisent la conservation de la masse, de l'énergie, de la quantité de mouvement et des composants atmosphériques secondaires. Ces équations seront détaillées dans le chapitre 6. [Conrath et al. \(1990\)](#); [Barnet et al. \(1992\)](#) ont développé des modèles radiatifs-dynamiques saisonniers. Dans ces modèles, la dynamique atmosphérique est calculée en résolvant des formes linéarisées des équations primitives, puis les auteurs étudient l'établissement de la circulation atmosphérique en réponse aux forçages radiatifs. Par exemple, le modèle de [Barnet et al. \(1992\)](#) prédit l'existence d'une circulation méridienne secondaire sous l'ombre des anneaux (voir figure 1.13).

Le développement de GCM (*Global Climate Model* ou *General Circulation Model*) pour les planètes géantes représente une nouvelle approche de la modélisation de la dynamique atmosphérique des planètes. Un GCM est un modèle numérique, développé

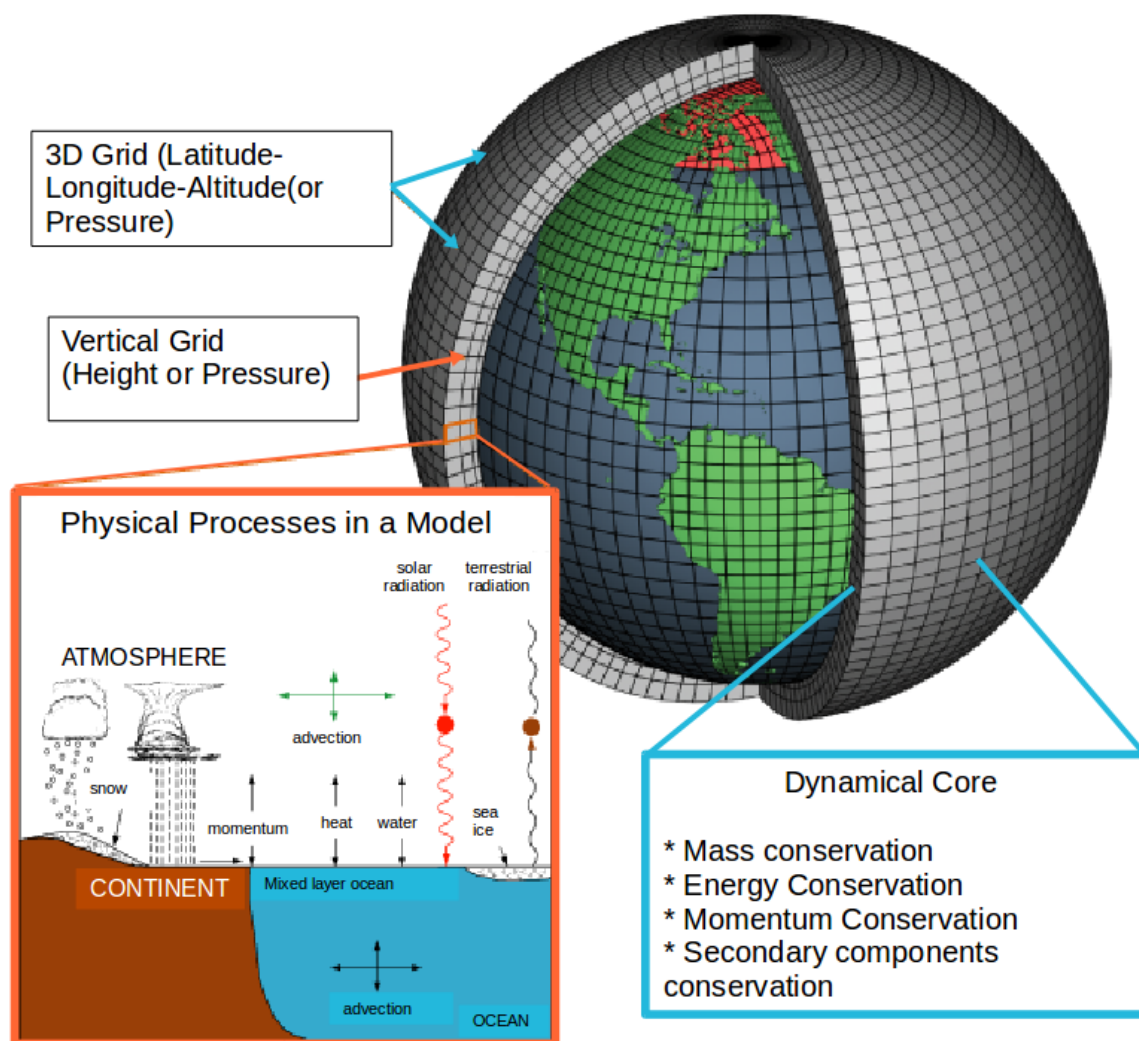


FIGURE 1.14 – Principe d'un GCM, avec son cœur dynamique (*Dynamical Core*) et ses paramétrisations physiques (*Physical processes*). Dans cet exemple, le GCM prend en compte les interactions entre l'atmosphère et l'océan. Crédits : NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*)

afin de simuler le climat d'une planète et ses variations. Pour cela, les GCM sont composés d'un cœur dynamique qui résout les équations primitives de la météorologie sur une grille 3D sphérique et de paramétrisations qui permettent de calculer les effets des différents processus physiques sur les variables du modèle (vitesse du vent, température, abondance de certains éléments...) sur une colonne 1D du modèle (voir l'illustration de la figure 1.14). Ainsi, ce modèle permet de modéliser à la fois la dynamique atmosphérique et les différents processus physiques qui peuvent contribuer à la dynamique atmosphérique ou au bilan énergétique. Parmi ces processus physiques, on trouve le transfert radiatif (c'est-à-dire les échanges énergétiques dus à l'absorption du rayonnement solaire et à l'émission thermique infrarouge) mais aussi la microphysique qui intervient dans la formation des nuages ou encore la photochimie. Les GCM sont

conçus pour fournir les simulations les plus complètes et réalistes possibles des climats planétaires et sont donc des outils puissants pour leur étude.

La plupart des GCM existants pour les planètes géantes traitent la troposphère. Par exemple, [Liu and Schneider \(2010\)](#) ont réalisé différentes simulations numériques avec leur GCM pour étudier les différences entre les *jets* de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune et déterminer quels sont les paramètres qui influent sur leurs sens, leurs vitesses et leurs largeurs. [Lian and Showman \(2010\)](#) ont également utilisé un GCM pour étudier la formation des *jets* sur les quatre planètes géantes de notre Système Solaire. On peut également citer l'étude de la formation de l'hexagone polaire menée par [Morales-Juberías et al. \(2011\)](#) avec le GCM EPIC ([Dowling et al. 1998](#)). À ce jour, le seul modèle conçu pour l'étude de stratosphère et de la haute troposphère de Saturne est celui de [Friedson and Moses \(2012\)](#). Ce modèle prédit par exemple que la circulation atmosphérique est gouvernée par des cellules de Hadley. Il s'agit d'une circulation induite par les différences d'insolation entre les basses et les hautes latitudes. Dans le modèle de [Friedson and Moses \(2012\)](#), l'air s'élève à l'équateur, circule de l'hémisphère d'été vers celui d'hiver et redescend dans cet hémisphère vers 25° de latitude (voir figure 1.15).

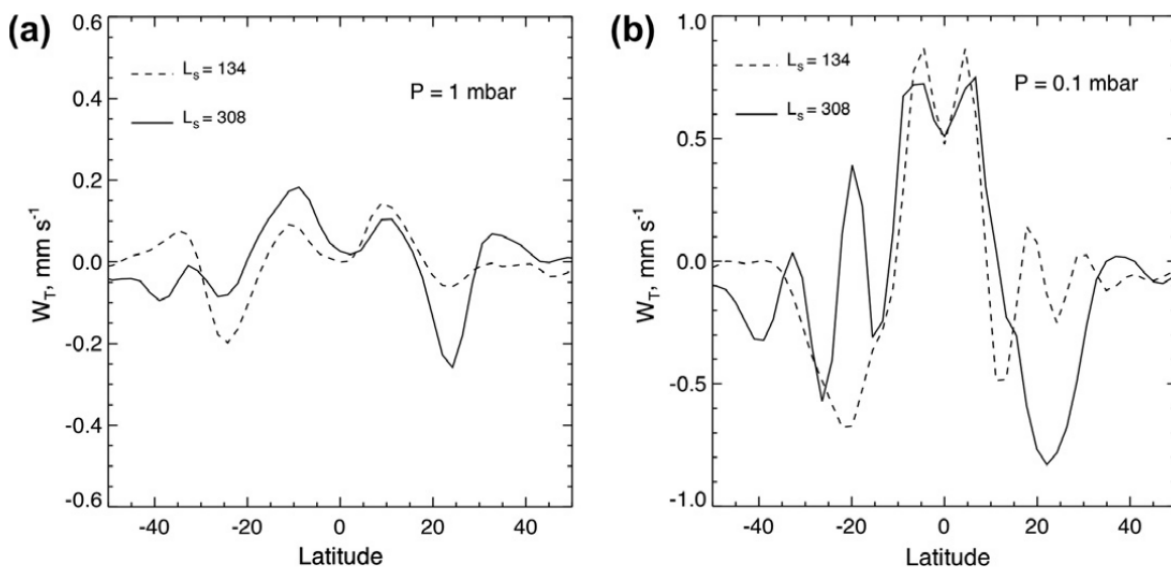


FIGURE 1.15 – Vitesse verticale dans la stratosphère de Saturne prédite par le modèle de [Friedson and Moses \(2012\)](#) à 1 hPa (gauche) et 0.1 hPa (droite).

1.6 Problématiques

Comme nous l'avons vu précédemment, à ce jour, seules les mesures de la température et des abondances des différents hydrocarbures peuvent nous donner des indications

sur la dynamique atmosphérique dans la stratosphère de Saturne. Cependant, la majorité de ces mesures sondent les niveaux de pression 1 hPa ou 2 hPa et donnent des informations uniquement sur la basse stratosphère. Un des objectifs de ma thèse a donc été d'effectuer ces mesures sur une plus grande gamme de niveaux de pression, afin de mieux caractériser la structure verticale de l'atmosphère de Saturne. Pour cela, j'ai utilisé des observations Cassini/CIRS au limbe car cette géométrie d'observations permet de sonder des niveaux de pression allant de 20 hPa à 0.003 hPa et donc d'avoir des informations sur la haute et la basse stratosphère. Grâce à ces observations, il est possible de mesurer simultanément la température et les rapports de mélange des hydrocarbures les plus abondants (C_2H_6 , C_2H_2) mais aussi ceux d'espèces moins abondantes telles que C_3H_8 . Ce travail complète les mesures au limbe effectuées par [Guerlet et al. \(2009\)](#) durant l'hiver de l'hémisphère nord (2005-2007). En effet, certaines données que j'ai analysées portent sur des latitudes qui n'ont pas été observées lors des précédentes observations au limbe (moyennes et hautes latitudes nord). Cela permet donc de mieux connaître les variations méridiennes de la température et des hydrocarbures dans la stratosphère. De plus, il est possible d'étudier les variations saisonnières dans la stratosphère de Saturne car les données dont je dispose ont été acquises durant le printemps de l'hémisphère nord (2010-2012). Ainsi, ces données me permettent de caractériser la structure globale de la stratosphère et de son évolution.

Par ailleurs, la comparaison des observations avec des modèles permet de mieux comprendre les processus en jeu dans l'atmosphère de Saturne. Cependant, il existe peu de modèles de dynamique atmosphérique adaptés à la stratosphère de Saturne. Au cours de ma thèse, j'ai participé au développement d'une version du GCM LMDZ (LMD pour Laboratoire de Météorologie Dynamique et Z pour Zoom) adaptée à la stratosphère de Saturne. Ce GCM a commencé à être développé au cours des années 1960-1970 pour l'étude du climat terrestre. Dès les années 1990, parallèlement à la conception et au lancement de nouvelles missions spatiales, il a commencé à être utilisé pour d'autres planètes : d'abord Mars et Titan ([Hourdin et al. 1992, 1993b, 1995](#)), puis pour Vénus ([Hourdin et al. 1996](#); [Lebonnois et al. 2005](#)), Triton ([Vangvichith et al. 2010](#)) et Pluton ([Forget et al. 2014](#)). Ce modèle a par exemple permis de prévoir la présence de vents en super-rotation sur Titan ([Hourdin et al. 1995](#)), observés lors de la descente de l'atterrisseur Huygens par [Bird et al. \(2005\)](#). [Charnay et al. \(2013\)](#) ont également utilisé LMDZ pour étudier le climat de la Terre pendant l'Archéen (il y a environ 2,5 milliards d'années), quand le Soleil était moins lumineux. Afin d'utiliser ce GCM pour l'étude du climat de Saturne, notre équipe³ a construit un nouveau modèle radiatif-convectif adapté à l'atmosphère de Saturne qui prend en

³Sandrine Guerlet (chercheuse au LMD), Aymeric Spiga (co-directeur de thèse), Mikel Indurain (ingénieur de recherche au LMD) et moi-même

compte les mesures faites par Cassini de l'opacité des anneaux ainsi que de nouveaux coefficients spectraux pour le calcul du transfert radiatif au sein de l'atmosphère de Saturne. J'ai comparé les simulations du modèle radiatif-convectif avec les résultats des observations Cassini/CIRS afin d'étudier le rôle des contributions radiatives dans l'évolution saisonnière de Saturne. J'ai également étudié la dynamique atmosphérique de Saturne à partir de simulations numériques réalisées avec le GCM complet (modèle radiatif-convectif et cœur dynamique).

Après une présentation des données Cassini/CIRS que j'ai analysées (chapitre 2) ainsi que de la méthode employée pour mesurer la température et les abondances des hydrocarbures (chapitre 3), j'étudierai l'évolution saisonnière de la stratosphère à partir des résultats de ces observations (chapitre 4). Puis, je parlerai de mes contributions au développement du modèle radiatif-convectif pour Saturne (chapitre 5) et je comparerai les prédictions de ses simulations avec les résultats des données Cassini/CIRS. Enfin, je présenterai la partie dynamique du GCM ainsi que différentes études menées à l'aide de ce modèle (chapitre 6).

Les données Cassini/CIRS

Dans ce chapitre, je présenterai tout d'abord la mission Cassini-Huygens et les caractéristiques de l'instrument Cassini/CIRS. Puis, je parlerai des données CIRS analysées durant ma thèse, ainsi que des différents traitements effectués sur ces données en vue des inversions des températures et des abondances des hydrocarbures.

Sommaire

2.1	La mission Cassini-Huygens	25
2.2	L'instrument Cassini/CIRS	27
2.3	Les observations	29
2.3.1	Principe des observations au limbe	29
2.3.2	Présentation des données	30
2.3.3	Étalonnage des données	31
2.3.4	Acquisition des spectres	32
2.3.5	Traitement des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS	35

2.1 La mission Cassini-Huygens

La mission spatiale Cassini-Huygens est dédiée à l'étude de Saturne, de sa magnétosphère, de ses anneaux et de ses satellites, en particulier Titan. Elle est composée de deux parties : l'orbiteur Cassini construit par la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) et l'atterrisseur Huygens conçu par l'ESA (Agence Spatiale Européenne).

L'atterrisseur Huygens s'est posé sur Titan le 14 janvier 2005. Au cours de sa descente dans l'atmosphère de cette lune de Saturne, les six instruments à bord de Huygens ont mesuré la température, la composition et la vitesse des vents. Par exemple, les observations Huygens ont confirmé la présence de vents en super-rotation sur Titan ([Bird et al. 2005](#)).

La sonde Cassini est en orbite autour de Saturne depuis le 1^{er} juillet 2004. La mission initiale a duré quatre ans (de juillet 2004 à juin 2008). Puis elle a été prolongée deux fois : d'abord jusqu'en septembre 2010 pour l'*Equinox Mission*, puis jusqu'en mai 2017 pour la *Solstice Mission*. Ainsi, Cassini aura passé treize ans en orbite autour de Saturne (soit près d'une demi-année kronienne) et réalisé des observations de l'hiver à l'été de l'hémisphère nord. Il s'agit donc d'une occasion inédite d'observer ces différentes saisons ainsi que les changements qui les accompagnent, que ce soit dans l'atmosphère de Saturne, dans sa magnétosphère, sur ses satellites et dans ses anneaux.

La sonde Cassini est équipée de douze instruments. Des instruments tels que CAPS (Cassini Plasma Spectrometer), MAG (Magnétomètre) ou RPWS (Radio and Plasma Wave Science) permettent d'étudier les différentes composantes de la magnétosphère de Saturne (plasmas, poussières, ionosphère, aurores...). Par exemple, [Provan et al. \(2014\)](#) ont utilisé des données Cassini/MAG pour relier les variations du champ magnétique avec le SKR (Saturn Kilometric Radiation) et la période de rotation de Saturne. On peut également citer RSS (Radio Science Subsystem) qui permet de mesurer les champs gravitationnels de Saturne ([Anderson and Schubert 2007a](#); [Jacobson et al. 2006](#)) et de ses satellites (Rhéa par exemple, [Anderson and Schubert \(2007b\)](#)) et donc de fournir des contraintes sur leur structures internes.

Les instruments utilisés pour l'étude de l'atmosphère de Saturne sont CIRS (Composite InfraRed Spectrometer), ISS (Imaging Science Subsystem), UVIS (UltraViolet Imaging Spectrograph) et VIMS (Visible and Infrared Mapping Spectrometer). Ils permettent de réaliser des observations dans des gammes de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain. ISS est composé de deux caméras (grand champ et champ réduit) qui permettent de réaliser des images à haute résolution (de 200 nm à 1100 nm) des différentes structures de l'atmosphère de Saturne : vortex polaire nord (figure 2.1), évolution de la grande tempête de 2010-2011... VIMS est un ensemble de deux spectromètres : un pour le domaine visible (350 nm - 1070 nm) et l'autre pour le proche infrarouge (850 nm - 5100 nm). Les observations VIMS sont par exemple utilisées pour caractériser les nuages de Saturne (composition, altitude, opacités, [Fletcher et al. \(2011a\)](#); [Sromovsky et al. \(2013\)](#)). Enfin, le spectrographe UVIS permet de réaliser des observations dans l'ultraviolet, de 55,8 nm à 190 nm. Les occultations solaires et stel-

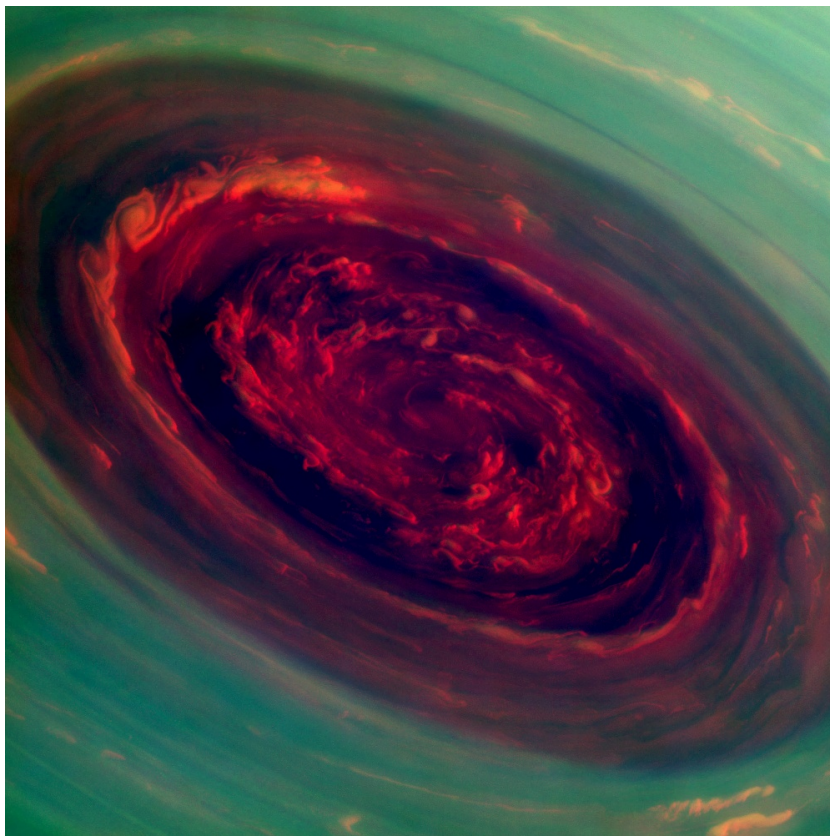


FIGURE 2.1 – Vortex polaire nord. Cette image (en fausses couleurs) a été prise par ISS dans le proche infrarouge au moyen de différents filtres, afin de faire ressortir les différentes couches de nuages. Le bleu, le rouge et le vert correspondent respectivement à des images prises à 890 nm, 728 nm et 752 nm. Crédits : *NASA/JPL-Caltech/Space Science Institute*

lares UVIS sont utilisées pour sonder la thermosphère et l'exosphère de Saturne, en mesurant la température ou encore l'abondance du dihydrogène ([Koskinen et al. 2013](#)). L'instrument CIRS fait l'objet de la section suivante et de mon étude.

2.2 L'instrument Cassini/CIRS

L'instrument CIRS (Composite InfraRed Spectrometer) est un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. Il est composé de deux interféromètres : un dédié à l'infrarouge lointain ($17 \mu\text{m} - 1000 \mu\text{m}$) et à la polarisation, et l'autre dédié à l'infrarouge moyen ($7 \mu\text{m} - 17 \mu\text{m}$). Ces deux interféromètres sont associés à un télescope de Cassegrain de 50,8 cm de diamètre. CIRS fournit donc des interférogrammes qui sont convertis en spectres par une transformée de Fourier. CIRS comporte trois plans focaux, représentés en figure 2.2. Le plan focal FP1 est dédié à l'infrarouge lointain ($17 \mu\text{m} - 1000 \mu\text{m}$ ou $10 \text{ cm}^{-1} - 600 \text{ cm}^{-1}$) et est constitué d'un unique détecteur circulaire d'une résolution angulaire de 3.9 mrad. Le plan focal FP3 couvre le domaine spectral $600 \text{ cm}^{-1} - 1100 \text{ cm}^{-1}$ ($9 \mu\text{m} - 17 \mu\text{m}$) tandis que FP4 sonde le domaine

$1100 - 1400 \text{ cm}^{-1}$ ($7 \mu\text{m} - 9 \mu\text{m}$). FP3 et FP4 sont composés de dix détecteurs qui ont chacun une résolution angulaire de 0.273 mrad . La résolution spectrale de CIRS varie entre 0.5 cm^{-1} et 15.5 cm^{-1} si les spectres sont apodisés et entre 0.25 cm^{-1} et 7.5 cm^{-1} s'ils sont non apodisés. La différence entre les deux types de spectre est expliquée dans la section 2.3.3. Dans ce qui suit, les résolutions spectrales mentionnées correspondront à celles des spectres non apodisés.

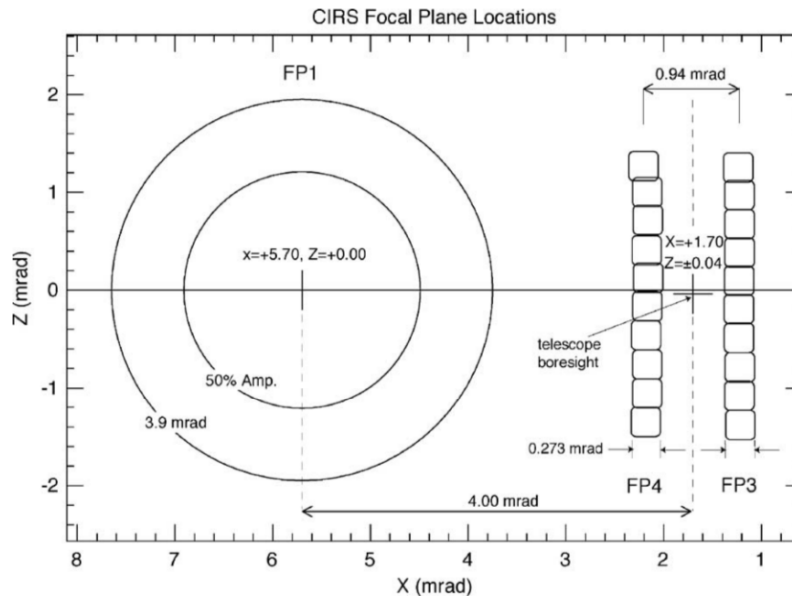


FIGURE 2.2 – Schéma des différents plans focaux de CIRS et de leurs champs de vue. Crédits : [Flasar et al. \(2004\)](#)

CIRS est utilisé pour l'étude de différentes cibles du système de Saturne. En effet, les observations CIRS peuvent servir à mesurer la température et la composition de la troposphère et de la stratosphère de Titan, pour caractériser les particules composant les anneaux de Saturne (taille, forme, composition, etc.) ou pour étudier la surface des satellites glacés tels qu'Encelade. Enfin, l'instrument CIRS est un outil majeur dans l'étude de l'atmosphère de Saturne puis qu'il permet de mesurer sa température troposphérique et stratosphérique ainsi que sa composition à travers une large gamme d'observations réalisées avec différentes résolutions spectrales, distances par rapport à Saturne, géométries d'observation et combinaisons des plans focaux de CIRS. Ainsi, avec des observations au nadir, il est par exemple possible de :

- réaliser des études de la composition atmosphérique à haute ou moyenne résolution grâce à des observations COMPSIT (observations à une résolution de 0.25 cm^{-1} , possibles quelque soit la distance entre Cassini et Saturne) et MIRMAP (observations à une résolution de 1.25 cm^{-1} , réalisées à une distance comprise entre 25 et 50 rayons de Saturne). En combinant ces deux types d'observations, ? ont mesuré

les abondances du méthane, de ses isotopologues CH_3D et $^{13}\text{CH}_4$, de la phosphine (PH_3) et de l'ammoniac (NH_3).

- cartographier la température à partir d'observations à basse résolution dans les deux hémisphères (observations FIRMAP réalisées à $7,5 \text{ cm}^{-1}$, à une distance comprise entre 15 et 30 rayons de Saturne). Par exemple, [Fletcher et al. \(2010\)](#) ont mesuré la température des deux hémisphères de Saturne, dans la stratosphère (0.5-5.0 hPa) et la haute troposphère (75-800 hPa). [Fletcher et al. \(2007\)](#) ont également utilisé ce type d'observations pour mesurer le rapport ortho-para du dihydrogène.

2.3 Les observations

2.3.1 Principe des observations au limbe

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé des observations CIRS au limbe. Cette géométrie (représentée dans la figure 2.3) consiste à viser une latitude donnée et à placer les détecteurs de FP3 et FP4 perpendiculairement au limbe de la planète, de façon à ce que chaque détecteur sonde une altitude tangente différente. Les avantages de ce type d'observations sont multiples. Tout d'abord, la longueur de la ligne de visée est plus grande qu'en géométrie nadir (ligne de visée en direction du centre de la planète) d'un facteur $\sqrt{2\pi R_S/H} \sim 80$ (où R_S est le rayon équatorial de Saturne et H la hauteur d'échelle¹). De ce fait, on peut mesurer la température ainsi que les abondances des hydrocarbures à des altitudes plus élevées et sur une plus grande gamme de pressions qu'avec des observations au nadir. Avec les données que je présente ici, on peut mesurer la température de 20 hPa à 0.003 hPa et les abondances d'éthane et d'acétylène de 3 hPa à 0.01 hPa. À titre de comparaison, [Sinclair et al. \(2013\)](#) ont utilisé des données nadir qui leur ont permis de mesurer la température de 250 hPa à 80 hPa et de 10 hPa à 0.5 hPa ainsi que les abondances d'acétylène et d'éthane entre 10 hPa et 0.5 hPa. Les observations au limbe permettent également de détecter des espèces traces telles que le propane (entre 3 hPa et 0.3 hPa). Par ailleurs, les observations au limbe sont réalisées avec FP3 et FP4, à des distances Cassini-Saturne inférieures à six rayons de Saturne. De ce fait, les détecteurs de FP3 et FP4 peuvent sonder la structure verticale de la stratosphère de Saturne avec une résolution verticale comprise entre 50 km et 100 km, soit 1 à 2 hauteurs d'échelle de Saturne.

¹définie comme étant $H = \frac{RT}{Mg}$ où T est la température, M la masse molaire moyenne de l'atmosphère, g la gravité et R la constante des gaz parfaits

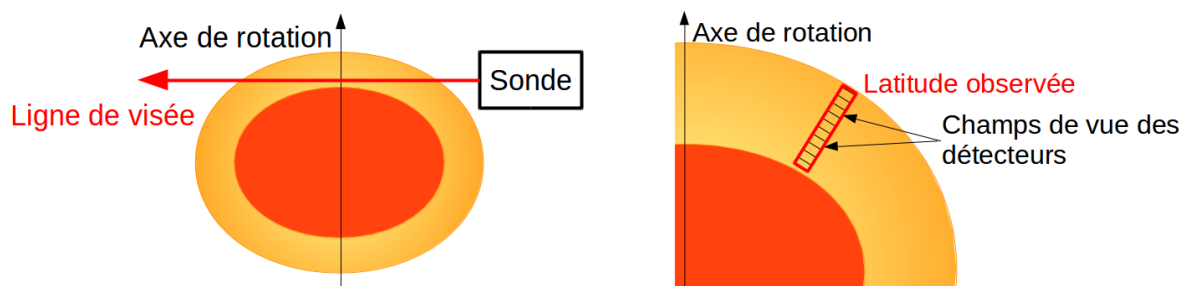


FIGURE 2.3 – Principe des observations au limbe. Le schéma de gauche représente la ligne de visée de la sonde. La partie jaune représente l’atmosphère sondable avec les observations au limbe. Pour le schéma de droite, on se place dans la ligne de visée de la sonde, de façon à voir les champs de vue des détecteurs (dont la taille est exagérée pour des raisons de lisibilité).

2.3.2 Présentation des données

Le tableau 2.1 présente les différents jeux de données que j’ai traités au cours de ma thèse :

- les observations LIMBMAP² qui consistent à sonder plusieurs latitudes à basse résolution (7.5 cm^{-1}) avec FP3 et FP4. Ces observations vont permettre de cartographier la température ainsi que la distribution des espèces les plus abondantes (éthane et acétylène).
- les observations ALPHYAOCC_VIMS, réalisées à 7.5 cm^{-1} , juste avant ou juste après des observations d’occultations par Cassini/VIMS aux mêmes latitudes.

J’ai également intégré à mon étude des données issues d’observations LIMBINT, où on sonde une latitude avec FP3 et FP4 à haute résolution spectrale (0.25 cm^{-1}). Ces données ont été analysées par Sandrine Guerlet et sont présentées dans Guerlet et al. (2011) et Sylvestre et al. (2015). Ainsi, avec l’ensemble des observations présentées dans le tableau 2.1, on couvre des latitudes allant de 79°N à 70°S . Elles nous permettent donc de sonder la structure verticale et méridionale de la stratosphère de Saturne.

Ces observations au limbe ont été réalisées en 2010 et 2012, pendant le printemps de l’hémisphère nord. Les données de l’hémisphère nord ont été acquises en septembre 2010, avant le *Great White Spot* (décembre 2010 - août 2011, Fletcher et al. (2011b); Sánchez-Lavega et al. (2012)) et l’apparition du *beacon* (un anticyclone chaud apparu dans la stratosphère en janvier 2011 suite à la tempête (Fletcher et al. 2012)). Elles sont donc représentatives des conditions atmosphériques moyennes du printemps boréal.

²Il arrive que certaines observations LIMBMAP soient appelées LIMBINT (par exemple celles du 23/09/2010 dans le tableau 2.1), à cause de changements de plan lors de la phase de conception des orbites.

Leur répartition temporelle et spatiale est illustrée dans la figure 2.4.

Nom	Date	L_S	Latitude	Résolution spectrale (cm^{-1})
LIMBINT001_PRIME*	13/02/2010	7°	15°N, 20°N	7,5
LIMBINTB001_PRIME*	13/02/2010	7°	5°N, 10°N	7,5
LIMBINTC001_PRIME*	13/02/2010	7°	de 5°S à 20°S (4)	7,5
LIMBINT001_PRIME	23/09/2010	12°	de 25°N à 79°N (9)	7,5
LIMBMAP001_PIE	04/01/2012	29°	70°S	7,5
LIMBMAP001_PIE*	04/01/2012	29°	35°S	0,25
ALPCMAOCC001_VIMS	21/02/2012	31°	50°S et 55°S	7,5
ALPHYAOCC001_VIMS	21/02/2012	31°	42°S et 47°S	7,5

TABLE 2.1 – Liste et caractéristiques des données CIRS analysées au cours de cette thèse. L_S désigne la longitude solaire. L’astérisque indique les jeux de données analysés par Sandrine Guerlet (Guerlet et al. 2011; Sylvestre et al. 2015). Le chiffre entre parenthèses donne le nombre de latitudes couvertes pendant les observations. La résolution spectrale indiquée est celle des spectres non apodisés (voir 2.3.3). On ne dispose pas de données pour l’année 2011 car les orbites de la sonde Cassini n’étaient pas adaptées aux observations au limbe.

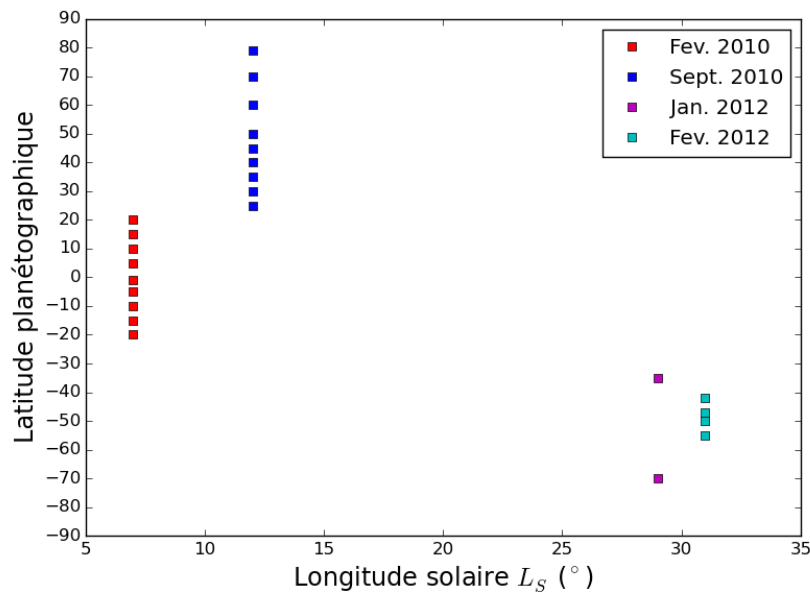


FIGURE 2.4 – Répartition temporelle et spatiale des observations

2.3.3 Étalonnage des données

J’ai utilisé l’étalonnage des données fournie par l’équipe CIRS (version 3.2, [Conor A. Nixon and Team \(2012\)](#)). L’étalonnage des spectres en longueur d’onde est fait grâce à une diode laser de 783 nm couplée à un interféromètre de référence, qui utilise le

même mécanisme de balayage que les interféromètres infrarouge des plans focaux. L'éta-lonnage radiométrique de FP3 et FP4 se fait en observant deux cibles de référence dont les émissions peuvent être modélisées par des corps noirs : le ciel profond (*deep space*) dont la température est de 2,7 K et l'obturateur de CIRS (*shutter*) dont la température est de 170 K. Ces interférogrammes de référence permettent de calculer la réponse de l'instrument $r(\sigma)$:

$$r(\sigma) = \frac{FFT(I_{obturateur}(\sigma) - I_{ciel}(\sigma))}{B_{obturateur}(\sigma) - B_{ciel}(\sigma)} \quad (2.1)$$

où σ est le nombre d'onde, $I_{obturateur}$ l'interférogramme obtenu avec l'obturateur fermé, I_{ciel} celui mesuré en observant le ciel profond, $B_{obturateur}$ la radiance d'un corps noir à 170 K, B_{ciel} celle d'un corps noir à 2,7 K. *FFT* désigne l'algorithme *Fast Fourier Transform* qui permet de calculer la transformée de Fourier discrète et de passer des interférogrammes aux spectres. On obtient le spectre de la cible scientifique S_{cible} par :

$$S_{cible}(\sigma) = \frac{FFT(I_{cible}(\sigma) - I_{ciel}(\sigma))}{r(\sigma)} \quad (2.2)$$

où I_{cible} désigne l'interférogramme de la cible scientifique.

Les spectres peuvent également être apodisés ou non apodisés. Le principe de l'apodisation est illustré en figure 2.5. Les observations donnent des spectres non apodisés, correspondant à la multiplication de l'interférogramme de la source par une fonction porte (figure 2.5, en haut à gauche) dont la largeur correspond à la différence de marche maximale a . Dans le domaine spectral (figure 2.5, en haut à droite) le signal a la forme d'un sinus cardinal avec des lobes secondaires assez marqués qui peuvent produire des artefacts dans les spectres finaux. Pour avoir des spectres apodisés, on multiplie les interférogrammes par la fonction de Hamming $f(x) = 0.54 - 0.46 \cos(\frac{\pi x}{a})$ (figure 2.5, en bas à gauche) qui va réduire les lobes secondaires des spectres de puissance mais aussi élargir leurs lobes centraux. Sur les spectres finaux, cela se traduira par un élargissement des bandes spectrales et une dégradation de la résolution par un facteur 2. Cependant, cette opération permet de distinguer des bandes spectrales de faible intensité, proches des bandes dominantes. Ce n'est pas le cas des bandes spectrales dont je me suis servie pour cette étude. J'ai donc utilisé des spectres non apodisés de façon à garder la meilleure résolution possible.

2.3.4 Acquisition des spectres

Chaque observation au limbe est composée de deux ou trois séquences d'acquisition ciblant la même latitude (à 0,7° près) mais différentes altitudes afin d'optimiser la

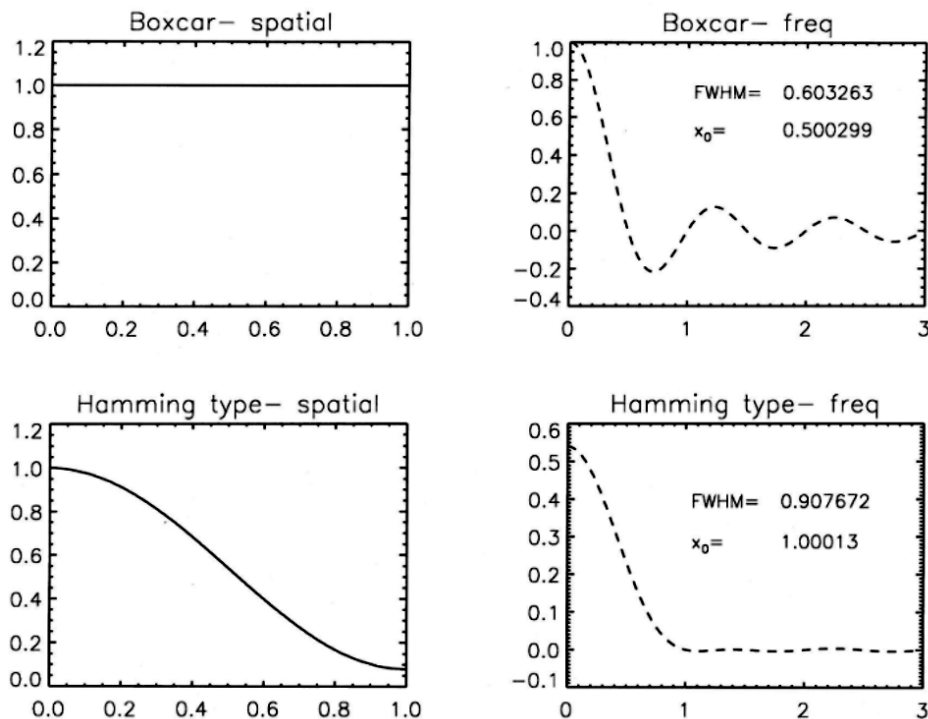


FIGURE 2.5 – Présentation de l'apodisation. Dans la colonne de gauche, les fonctions utilisées pour l'apodisation sont représentées dans le domaine spatial (sans unité). Dans la colonne de droite, elles sont représentées dans le domaine spectral (sans unité). Les deux figures du haut correspondent au cas non-apodisé tandis que celles du bas correspondent au cas apodisé. L'axe des abscisses est exprimé en multiples de la différence de marche maximale a . Crédits : [Conor A. Nixon and Team \(2012\)](#)

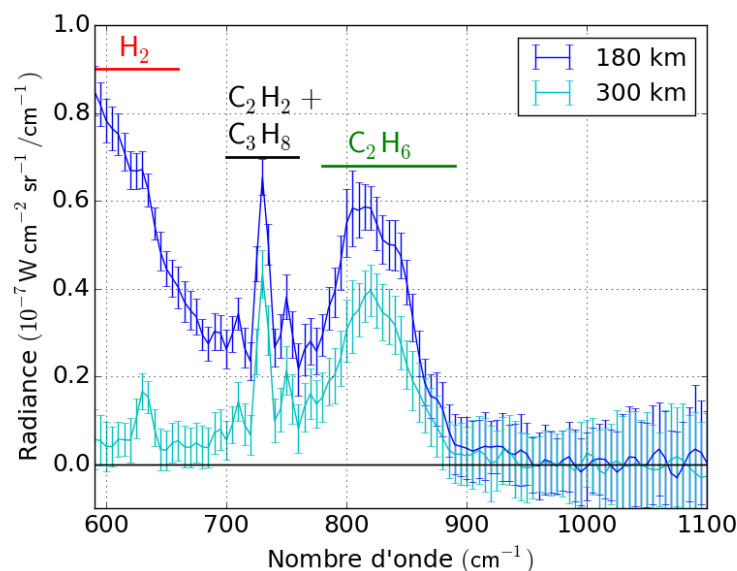


FIGURE 2.6 – Exemples de spectres CIRS obtenus après co-addition mesurés à 30°N ($L_S = 12^\circ$) par FP3, acquis respectivement aux altitudes 180 km (8.4 hPa) et 300 km (0.7 hPa). Les deux spectres ont une résolution spectrale de 7.5 cm^{-1} .

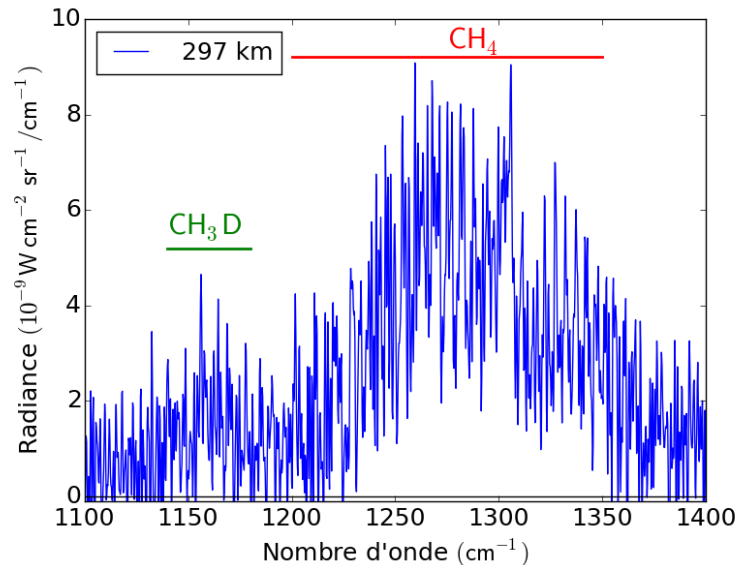


FIGURE 2.7 – Exemple de spectres CIRS obtenus après co-addition mesurés à 35°S ($L_S = 29^\circ$) par FP4, acquis à 297 km d'altitude (1.3 hPa). Ce spectre a une résolution spectrale de 0.25 cm^{-1} .

couverture verticale des mesures. Chaque séquence d'acquisition dure entre 430 s et 1050 s, couvre de 2° à 5° de longitude et permet de collecter 45 à 110 spectres par détecteur. Comme les variations longitudinales de température et d'abondances d'hydrocarbures sont supposées négligeables, il est possible de co-additionner les spectres acquis par chaque détecteur au sein d'une même séquence d'acquisition, afin d'obtenir un seul spectre par séquence et par détecteur. Cela permet d'augmenter le rapport signal sur bruit par \sqrt{n} où n est le nombre de spectres. Ainsi, le rapport signal sur bruit maximal vaut environ 250 à 600 cm^{-1} (FP3, vers 1,5 hPa) et 70 à 1300 cm^{-1} (FP4, vers 0,6 hPa). Pour chaque latitude, on dispose d'un ensemble de vingt spectres non-apodisés (correspondant aux 20 détecteurs de FP3 et FP4 réunis), qui permettent de sonder la structure verticale de la stratosphère de Saturne. Les inversions de la température et des abondances d'hydrocarbures sont effectués sur ces ensembles de spectres. Les figures 2.6 et 2.7 montrent des exemples de spectres obtenus après co-addition pour FP3 à 30°N à $L_S = 12^\circ$ et pour FP4 à 35°S à $L_S = 29^\circ$, aux altitudes respectives de 180 km et 305 km. Ils ont été mesurés avec une résolution spectrale de 7.5 cm^{-1} . Sur le spectre acquis avec FP3 (figure 2.6), on distingue l'émission induite par les collisions $\text{H}_2 - \text{H}_2$ et $\text{H}_2 - \text{He}$ entre 590 cm^{-1} et 660 cm^{-1} . En fait, cette bande d'émission s'étend de 100 cm^{-1} à 800 cm^{-1} (Trafton 1964). FP3 permet également de détecter la bande spectrale ν_9 de l'éthane, centrée à 822 cm^{-1} . Dans la région $700\text{ cm}^{-1} - 760\text{ cm}^{-1}$, la contribution spectrale dominante est celle de la bande ν_5 de l'acétylène centrée à 729 cm^{-1} mais celle-ci est superposée à la bande ν_{21} du propane centrée à 748 cm^{-1} . Les spectres acquis avec FP4 (figure 2.7) permettent de mesurer la radiance de la bande ν_4 du méthane qui s'étend de 1200 cm^{-1}

à 1370 cm^{-1} . On distingue également l'émission de CH_3D centrée à 1150 cm^{-1} . L'acétylène contribue également à la radiance dans ce domaine spectral. Par la suite, par souci de simplification, j'appellerai les spectres obtenus après co-addition « spectres mesurés ».

Les altitudes déterminées par la navigation de la sonde spatiale Cassini ne sont pas assez précises pour les inversions. En effet, leur calcul dépend de l'ellipsoïde de référence NAIF (*Navigation and Ancillary In-Formation*), qui est une approximation de la forme réelle de la planète au niveau de pression 1000 hPa (1 bar). Le calcul de cet ellipsoïde de référence ne prend pas en compte certains paramètres tels que les vents, ce qui produit un décalage entre les altitudes réelles et celles tabulées dans la base de données CIRS. Ce décalage en altitude peut atteindre jusqu'à 150 km selon la latitude. Des erreurs de pointage peuvent également produire un décalage en altitude pouvant atteindre 20 km. L'algorithme d'inversion doit donc corriger ces erreurs d'altitude (voir chapitre 3).

2.3.5 Traitement des jeux de données ALPC-MAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS

Les jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS présentent diverses particularités qui ont requis des opérations supplémentaires avant d'inverser la température ainsi que les abondances d'hydrocarbures à partir des spectres.

Problèmes de calibration

Tout d'abord, j'ai remarqué que l'étalonnage des spectres acquis par FP4 présentait des problèmes. Sur la figure 2.8, je montre des exemples de spectres acquis à 42°S avec FP3 et FP4 et étalonnés, qui sont représentatifs de ces deux jeux de données. Dans chaque graphe, les spectres ont été acquis par le même détecteur mais à trois altitudes différentes correspondant aux trois séquences d'observations qui composent la plupart des observations des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS (42°S , 50°S et 55°S). Si on examine les spectres de FP4 (graphe du bas), on voit que le spectre de la position 1 a été acquis à un niveau de pression où la bande ν_4 du méthane est bien visible. Cependant, on peut voir que de 1025 cm^{-1} à 1150 cm^{-1} , les radiances sont négatives. Les deux autres spectres ont été mesurés à des altitudes où le rapport signal sur bruit est trop faible pour pouvoir détecter cette même bande spectrale du méthane. Les radiances de ces spectres devraient donc être de l'ordre du bruit de mesure et avoir une moyenne nulle. Pourtant, les radiances mesurées sont presque toujours négatives et la radiance de ces spectres tend à croître de 1025 cm^{-1} à 1500 cm^{-1} . Ce problème était présent à toutes les latitudes observées pendant les observations ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS. En revanche, les

spectres acquis avec FP3 étaient bien étalonnés. En examinant la figure 2.8 (graphe du haut), on constate que le spectre de la position 1 ne présente pas de bandes spectrales où la radiance est négative. Les spectres des positions 2 et 3, mesurés à des niveaux de pression où FP3 ne peut plus détecter de signature spectrale, ont bien des radiances nulles en moyenne (à l'intérieur des barres d'erreur).

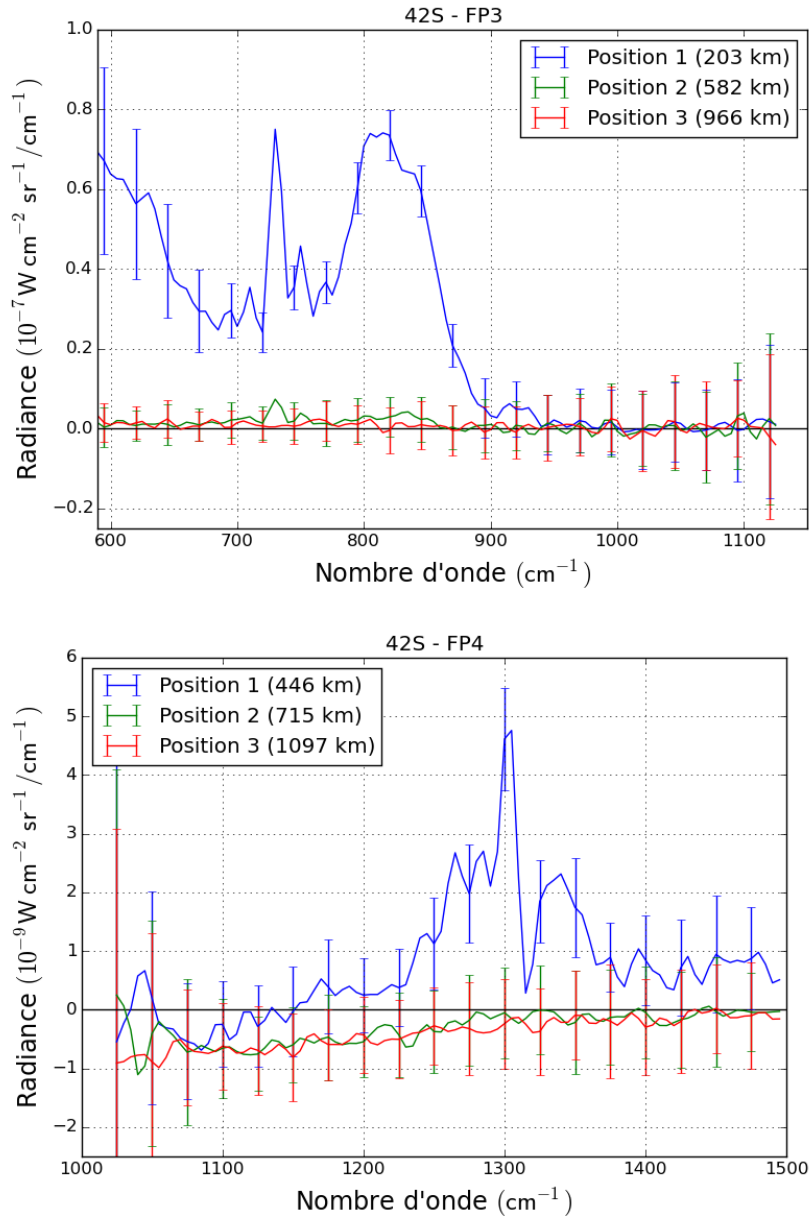


FIGURE 2.8 – Exemples de spectres à 42°S (jeu de données ALPCMAOCC001_VIMS). Dans le graphe du haut, les spectres ont tous été acquis avec le détecteur 16 de FP3. Dans le graphe du bas, les spectres ont tous été acquis avec le détecteur 25 de FP4. Les altitudes indiquées sont celles obtenues après correction de celles fournies par la navigation de la sonde Cassini.

J'ai donc pu utiliser les spectres de la troisième séquence comme références, afin de

séparer le problème d'étalonnage de l'émission infrarouge « réelle » de Saturne. Pour chacune de ces latitudes, j'ai soustrait les spectres de la troisième séquence I_3 à ceux des deux premières séquences I_1 et I_2 :

$$\begin{aligned} I'_{1i} &= I_{1i} - I_{3i} \\ I'_{2i} &= I_{2i} - I_{3i} \end{aligned} \quad (2.3)$$

où i désigne le numéro d'un détecteur. Cette correction ne concerne que les spectres acquis avec le plan focal FP4. Pour la latitude 47°S , il n'y avait pas de troisième séquence d'observation mesurée à haute altitude. J'ai donc réalisé les opérations (2.3) en utilisant les spectres de la troisième séquence des observations à 42°S , parce que les observations à 42°S et 47°S ont été faites à quelques minutes d'intervalles.

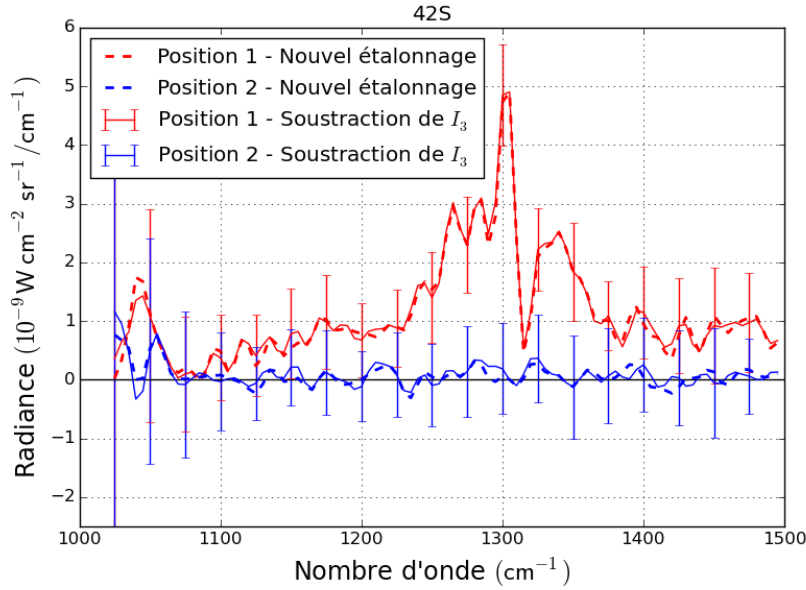


FIGURE 2.9 – Correction et nouvel étalonnage des spectres FP4 42°S . Les lignes représentent les spectres que j'ai obtenus en soustrayant les spectres de la troisième position (I_3) tandis que les pointillés représentent les spectres figurant dans la base de données CIRS, après mise à jour de la version d'étalonnage 3.2. Tous les spectres ont été acquis par le détecteur 25 de FP4, aux altitudes respectives de 446 km pour la position 1 et 715 km pour la position 2 (altitudes corrigées).

Le résultat de cette opération est montré dans la figure 2.9 pour 42°S (spectres en traits pleins). En comparant les figures 2.8 et 2.9, on peut voir que les radiances du spectre de la position 2 ne sont plus croissantes en fonction du nombre d'onde et systématiquement négatives, mais ont une moyenne nulle (aux erreurs de mesure près). Dans la figure 2.8, nous avons également vu que le spectre acquis à la position 1 avait

des radiances négatives entre 1025 cm^{-1} et 1150 cm^{-1} , ce qui n'est plus le cas après la correction que j'ai effectuée.

Plusieurs mois après que j'ai extrait et corrigé les spectres de ALPC-MAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS de la base de données CIRS, l'équipe CIRS a fait une mise à jour de l'étalonnage des spectres de ces jeux de données, en éliminant des spectres de *deep space* non exploitables. Les nouveaux spectres disponibles dans la base de données n'avaient plus les problèmes présentés précédemment. J'ai comparé les spectres issus de cette nouvelle version de l'étalonnage (en pointillés dans la figure 2.9) avec ceux obtenus avec la correction présentée précédemment. On peut voir que la correction que j'ai effectuée donne des résultats sensiblement identiques à ceux de la nouvelle version d'étalonnage. Les différences entre ces deux jeux de spectres est bien inférieure aux erreurs de mesure et n'ont donc aucune incidence sur les inversions de température et d'abondances des hydrocarbures. Par souci de cohérence avec les autres jeux de données traités au cours de ma thèse, j'ai toutefois travaillé avec les spectres de la nouvelle version d'étalonnage.

Décroissance du flux pendant les séquences d'observation

Les jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS acquis aux latitudes 42°S et 50°S ont requis un traitement supplémentaire. En effet, j'ai remarqué que le flux décroissait pendant les séquences d'acquisition. C'est ce qui est illustré dans la figure 2.10 qui montre l'évolution temporelle de la radiance à 600 cm^{-1} mesurée par un détecteur au cours d'une séquence d'observation.

Il est peu probable que cette variation de la radiance soit causée par des variations de la température suivant les longitudes observées. En effet, on peut voir dans la figure 2.10 que la radiance varie de $I_1 = 1 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$ à $I_2 = 0.3 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$. On peut calculer les températures de brillance T_b associées à ces radiances grâce à la fonction de Planck :

$$T_b = \frac{hc\sigma}{k_B \ln\left(\frac{2hc^2\sigma^3}{I_\sigma} + 1\right)} \quad (2.4)$$

où c est la vitesse de la lumière, σ le nombre d'onde (ici 600 cm^{-1}), I_σ la radiance mesurée à ce nombre d'onde, h la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann. En utilisant cette équation, on voit que la température associée à la radiance I_1 est $T_{b1} = 110 \text{ K}$ tandis que la température associée à I_2 est $T_{b2} = 95 \text{ K}$. Cette décroissance de la radiance nécessite donc une variation longitudinale de la température de 15 K ,

alors que cette séquence d'observation ne couvre que $4,3^\circ$ de longitude et a duré 654 s. Une telle variation de la radiance n'a été observée que pendant la tempête de 2010-2011, quand des masses d'air chaud (les *beacons*) étaient observés dans la stratosphère (Fletcher et al. 2012)), tandis que les ondes atmosphériques observées dans la stratosphère ont une amplitude de 2 – 4 K.

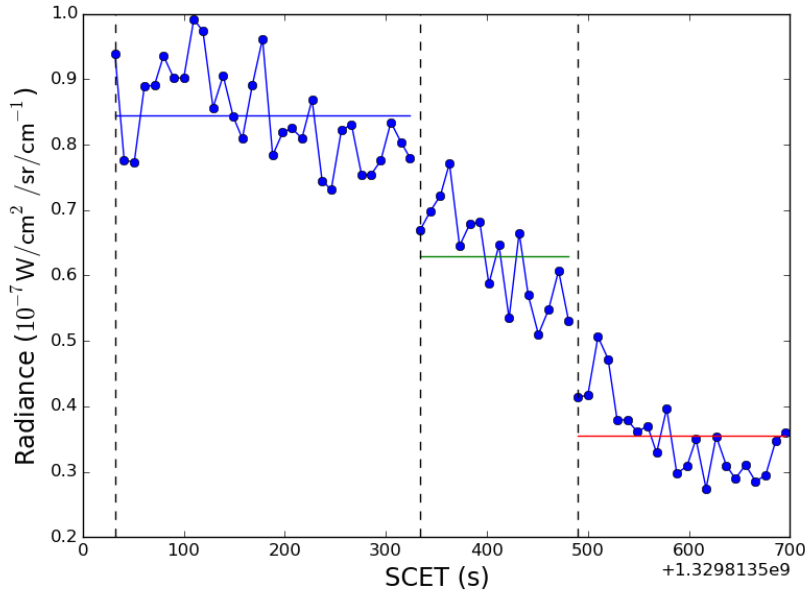


FIGURE 2.10 – Évolution du flux mesuré à 600 cm^{-1} pendant une séquence d'acquisition à 42°S . SCET signifie SpaceCraft Event Time. Les tirets verticaux délimitent les sous-séquences choisies. Les lignes horizontales représentent le flux moyen mesuré dans chaque sous-séquence.

L'explication la plus plausible est que cette décroissance du flux au cours des observations ait été causée par un manque de stabilité du pointage pendant les observations, produisant une dérive verticale de chaque détecteur pendant l'acquisition des spectres. Pour corriger cet effet, j'ai divisé les séquences d'observations affectées en plusieurs sous-séquences plus petites. Les sous-séquences sont choisies de façon à ce que l'écart-type des radiances à 600 cm^{-1} y soit similaire à celui mesuré au même nombre d'onde dans des séquences d'observation non affectées par cette dérive en altitude. J'ai utilisé la radiance à 600 cm^{-1} pour réaliser cette opération car ce nombre d'onde se trouve dans le domaine spectral du continuum induit par les collisions des molécules de dihydrogène. Le flux mesuré à 600 cm^{-1} est donc bien supérieur au bruit des mesures et les variations observées à ce nombre d'onde résultent bien de la dérive en altitude et non de variations statistiques des mesures. Les spectres sont co-additionnés à l'intérieur de chaque sous-séquence au lieu d'utiliser la séquence d'observations entière.

Inclinaison des détecteurs

Les jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS n'ont pas été acquis dans la géométrie présentée dans la section 2.3.1, pour toutes les latitudes observées. En effet, les détecteurs des plans focaux FP3 et FP4 étaient inclinés par rapport à la verticale locale alors que normalement, ils sont parallèles à la verticale (figure 2.11). L'inclinaison des détecteurs par rapport à la verticale locale varie entre 23° et 29° selon les latitudes observées. Cet effet requiert un traitement spécial lors des inversions de température et des abondances d'hydrocarbures, qui sera présenté dans le chapitre 3.

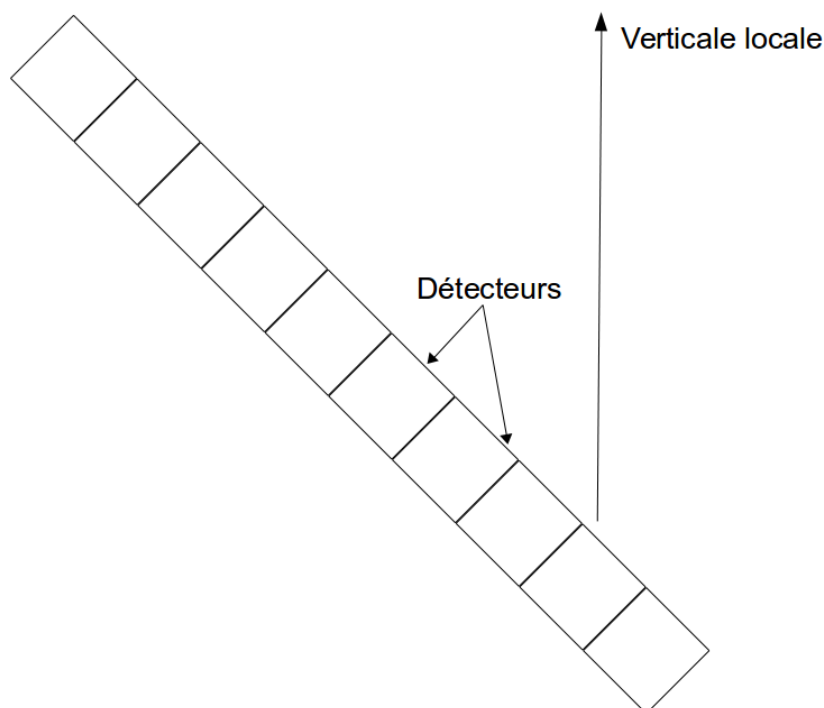


FIGURE 2.11 – Géométrie d'observations pour les jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS

3

Mesure de la température et des hydrocarbures

Les profils verticaux de température et d'abondances des hydrocarbures (C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8) ont été obtenus en utilisant la méthode d'inversion linéaire contrainte et régularisée décrite par [Rodgers \(2000\)](#), couplée à un modèle de transfert radiatif. Il s'agit de la même méthode que celle décrite dans [Guerlet et al. \(2009\)](#). Dans ce chapitre, je présenterai le principe de cette inversion, son implémentation ainsi que les différents tests que j'ai réalisés pour déterminer les profils solutions.

Sommaire

3.1	Énoncé du problème	42
3.2	Modèle de transfert radiatif	44
3.2.1	Calcul des épaisseurs optiques	44
3.2.2	Principe du code de transfert radiatif	50
3.3	Méthode d'inversion	53
3.3.1	Principe	53
3.3.2	Algorithme	55
3.3.3	Mise en œuvre	56
3.3.4	Inversion des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS	63
3.3.5	Inversion du jeu de données LIMBMAP001_PIE à 70°S	66
3.4	Bilan d'erreur	66

3.1 Énoncé du problème

Pour chaque latitude observée, on dispose d'un ensemble de spectres mesurés à différentes altitudes dans deux domaines spectraux ($600 \text{ cm}^{-1} - 1100 \text{ cm}^{-1}$ et $1100 - 1400 \text{ cm}^{-1}$). L'information sur l'atmosphère de Saturne est donc contenue dans l'ensemble des radiances monochromatiques I_σ mesurées. I_σ est la puissance traversant une surface dS dans un angle solide $d\Omega$, émise entre les nombres d'onde σ et $\sigma + d\sigma$. À partir de ces mesures, on veut remonter à la température et aux abondances d'éthane, d'acétylène et de propane.

Grâce à la théorie du transfert radiatif, on sait que la variation de radiance dI_σ causée par une couche d'atmosphère d'épaisseur ds , placée en un point s de la ligne de visée se compose de :

- l'absorption du rayonnement $I_\sigma(s)$ provenant des couches d'atmosphère adjacentes :

$$dI_{\sigma,abs} = -I_\sigma(s)n(s)\kappa_\sigma(s)ds \quad (3.1)$$

où n est la densité de l'atmosphère et κ_σ la section efficace de l'atmosphère pour l'absorption des photons de nombre d'onde σ . κ_σ dépend de la température, de la pression ainsi que de la composition de l'atmosphère de Saturne (abondances et sections efficaces de chacun de ses constituants). On peut aussi écrire l'équation (3.1) en fonction de l'épaisseur optique (ou opacité) élémentaire $d\tau_s = n(s)\kappa_\sigma(s)ds$:

$$dI_{\sigma,abs} = -I_\sigma(s)d\tau_s \quad (3.2)$$

- On ne prend pas en compte la diffusion : la taille des molécules est très inférieure aux longueurs d'onde considérées ici ($7 - 17 \text{ }\mu\text{m}$). Les aérosols ont également des rayons trop faibles ($0,1 - 0,2 \text{ }\mu\text{m}$, [Roman et al. \(2013\)](#)) pour diffuser efficacement ces mêmes longueurs d'onde.
- l'émission thermique de la couche d'atmosphère considérée, qui correspond à celle d'un corps noir à la température T_s , modulée par l'émissivité spectrale ϵ_σ de l'atmosphère au nombre d'onde σ . D'après la loi de Kirchhoff, $\epsilon_\sigma = d\tau_s$. À l'équilibre thermodynamique local (ETL), la variation de la radiance due à l'émission thermique de cette couche d'atmosphère peut être calculée grâce à la loi de Planck :

$$dI_{\sigma,em} = d\tau_s B(T_s) = d\tau_s \frac{2h\sigma^3 c^2}{\exp(-\frac{hc\sigma}{k_B T_s}) - 1} \quad (3.3)$$

où T_s est la température de l'atmosphère au point s , h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et k_B la constante de Boltzmann.

En réunissant les équations 3.2 et 3.3, on obtient :

$$\frac{dI_\sigma}{d\tau_s} = B(T_s) - I_\sigma(s) \quad (3.4)$$

Si on intègre cette équation entre deux niveaux d'épaisseur optique τ_1 et τ_2 , on obtient :

$$I_\sigma(\tau_2) = I_\sigma(\tau_1)e^{-(\tau_2-\tau_1)} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} B(T(\tau'))e^{-(\tau_2-\tau')}d\tau' \quad (3.5)$$

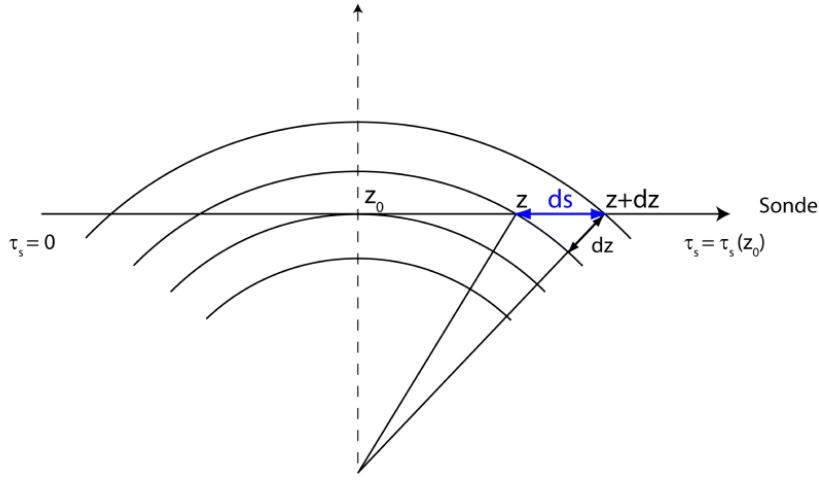


FIGURE 3.1 – Schéma du transfert de rayonnement en visée au limbe. Crédits : S. Guerlet

On se place maintenant dans la configuration des observations au limbe, représentée dans la figure 3.1. Dans cette géométrie sphérique, l'atmosphère est découpée en coquilles sphériques de composition et de température uniformes. Soit z_0 l'altitude tangente de la ligne de visée et τ_s , l'épaisseur optique intégrée selon la ligne de visée. Le rayonnement sortant de l'atmosphère est obtenu grâce à l'expression (3.5) calculée le long de la ligne de visée, entre $\tau_1 = 0$ et $\tau_2 = \tau_s(z_0)$:

$$I_\sigma(z_0) = \int_0^{\tau_s(z_0)} B(T(\tau_s))e^{-\tau_s}d\tau_s \quad (3.6)$$

On sait que :

$$d\tau_s = n(s)\kappa_\sigma(s)ds \quad (3.7)$$

On cherche à exprimer $d\tau_s$ en fonction de l'altitude z . D'après le schéma 3.1,

$$ds = \sqrt{(z + dz)^2 - z_0^2} - \sqrt{z^2 - z_0^2} = d\left(\sqrt{z^2 - z_0^2}\right) \quad (3.8)$$

d'où

$$d\tau(s) = 2n(s)\kappa_\sigma(s)\frac{z}{\sqrt{z^2 - z_0^2}}dz \quad (3.9)$$

et

$$I_\sigma(z_0) = \int_0^{\tau_s(z_0)} 2n(s)\kappa_\sigma(s)B(T(\tau_s))e^{-\tau_s} \frac{z}{\sqrt{z^2 - z_0^2}} dz \quad (3.10)$$

On peut voir que la dépendance entre I_σ , la température et les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane est complexe. En effet, en plus de l'émission thermique $B(T)$, il faut prendre en compte la dépendance de τ_s et de $\kappa_\sigma(s)$ à la température, à la pression et à la composition de l'atmosphère. De ce fait, il n'existe pas de fonction simple qui permettrait de remonter aux températures ou aux abondances d'hydrocarbures à partir des radiances I_σ mesurées avec Cassini/CIRS. Il faut donc passer par une méthode d'inversion. Cela consiste à s'aider d'un modèle de transfert radiatif pour produire des spectres synthétiques et à en déduire les paramètres recherchés grâce à un algorithme spécifique. Ce modèle de transfert radiatif et l'algorithme d'inversion sont détaillés dans les sections suivantes.

3.2 Modèle de transfert radiatif

Le modèle de transfert radiatif sert à calculer des spectres synthétiques en fonction de la température, des abondances d'hydrocarbures, de l'altitude et de la latitude. Ces spectres sont calculés dans différents domaines spectraux, sélectionnés selon la variable que l'on veut mesurer (température ou abondances des hydrocarbures). Pour chaque latitude observée, on fait correspondre à l'ensemble de spectres mesurés avec CIRS un ensemble de spectres synthétiques générés avec le modèle de transfert radiatif pour différentes altitudes tangentes.

3.2.1 Calcul des épaisseurs optiques

Afin de calculer les spectres synthétiques, il nous faut calculer les épaisseurs optiques (ou opacités) τ pour tous les nombres d'ondes σ ou fréquences ν considérées. Pour cela, il faut tenir compte de l'absorption du rayonnement par les différentes molécules composant l'atmosphère. Pour calculer ces opacités, on utilise une méthode *line-by-line* (« raie par raie ») : cela consiste à calculer τ en sommant les contributions de toutes les raies de toutes les espèces considérées, pour chaque fréquence ν (ou nombre d'onde σ) de la gamme de fréquences qui nous intéresse :

$$\tau(\nu) = \int \kappa_\nu n_i(z) ds = \sum_i \sum_j Y_{i,j} f_i(\nu - \nu_{0,i,j}) q_i \quad (3.11)$$

où i désigne les différentes molécules composant l'atmosphère, j les raies propres à chacune de ces molécules, f_i la forme de la raie considérée, $\nu_{0,i,j}$ sa fréquence et $Y_{i,j}$ son intensité. $q_i = \int n_i(z)ds$ représente la densité de l'espèce i dans une coquille sphérique. On voit à partir de l'équation (3.11), que pour calculer les épaisseurs optiques, on a besoin de connaître plusieurs données :

- la position des raies
- leur forme
- leur intensité

Position des raies

Les différents mouvements des molécules (vibration, rotation) sont associés à des niveaux d'énergie quantifiés. Pour changer d'état vibrationnel ou rotationnel, les molécules doivent absorber ou émettre un photon dont l'énergie correspond à la différence d'énergie entre l'état final E_f et l'état initial E_i de la molécule. La fréquence de ce photon est donnée par :

$$\nu_0 = \frac{|E_f - E_i|}{h} \quad (3.12)$$

La fréquence de ces photons est donc déterminée par les énergies des modes du mouvement considéré (rotation ou vibration) et par des règles de sélections bien précises. Dans ce qui suit, je m'intéresserai uniquement aux modes de vibration et de rotation des molécules, car les modes de translation ne contribuent pas au spectre infrarouge.

Modes de rotation : Dans le cas d'une molécule diatomique, on peut exprimer l'énergie des différents modes de rotation sous la forme :

$$E_R = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad (3.13)$$

où I est le moment d'inertie de la molécule et \hbar la constante de Planck réduite. On voit que E_R dépend du nombre quantique J qui est un nombre entier positif lié au moment cinétique total de la molécule. On peut aussi exprimer E_R en fonction de la constante rotationnelle $B = \frac{\hbar^2}{2hcI}$ (en cm^{-1}) :

$$E_R = hcBJ(J+1) \quad (3.14)$$

Ainsi, deux niveaux de rotation successifs sont séparés de :

$$E_{R,J+1} - E_{R,J} = 2hcB(J+1) \quad (3.15)$$

Dans le cas des molécules polyatomiques, on décompose le moment angulaire suivant les trois axes principaux d'inertie I_a , I_b et I_c . Le calcul de leur énergie de rotation dépend alors de leur symétrie. On distingue plusieurs cas :

- les molécules linéaires, telles que $I_a = 0$ et $I_b = I_c$: dans ce cas, E_R se calcule selon la formule (3.15).
- les molécules sphériques, telles que $I_a = I_b = I_c$: dans ce cas aussi, le calcul de E_R se ramène au cas de la molécule diatomique.
- les molécules possédant un axe de symétrie, telles que $I_a < I_b = I_c$ ou $I_a = I_b < I_c$: dans ce cas l'énergie de rotation est exprimée en fonction de deux nombres quantiques J et K et de deux constantes rotationnelles A et B :

$$E_R = hcBJ(J+1) + (A-B)K^2 \quad (3.16)$$

avec

$$A = \frac{\hbar^2}{2hcI_a} \quad (3.17)$$

$$B = \frac{\hbar^2}{2hcI_b} \quad (3.18)$$

J et K sont des entiers positifs tels que $-J \leq K \leq J$.

- les molécules sans axe de symétrie : il n'existe pas d'expression analytique générale de leur énergie de rotation. C'est le cas de la molécule d'eau.

Modes de vibration : Considérons tout d'abord une molécule diatomique. Dans ce type de molécules, les molécules ne peuvent vibrer que le long de la liaison. On assimile alors la molécule à un oscillateur harmonique. Les différents niveaux d'énergie associés à cette vibration sont donnés par :

$$E_V = h\nu_v(n + \frac{1}{2}) \quad (3.19)$$

où ν_v est la fréquence de l'état fondamental. Les niveaux d'énergie E_V dépendent du nombre quantique n (entier positif). Deux niveaux de vibration successifs sont séparés par :

$$E_{v,n+1} - E_{v,n} = h\nu_v \quad (3.20)$$

Dans le cas des molécules polyatomiques, plusieurs modes de vibration sont possible : vibration le long des liaisons (comme dans les molécules diatomiques) et pliage des liaisons. L'énergie totale est alors la somme de celles de tous les modes de vibration :

$$E_V = \sum_k h\nu_{v,k} \left(n_k + \frac{1}{2}\right) \quad (3.21)$$

où $\nu_{v,k}$ est la fréquence fondamentale du mode de vibration k et n_k le nombre quantique qui y est associé.

Règles de sélection : Les transitions ne peuvent pas avoir lieu entre n'importe quels niveaux d'énergie. En première approximation, pour qu'il y ait absorption ou émission, il faut que la transition change le moment dipolaire de la molécule : ce sont les transitions autorisées. Elles sont régies par les règles suivantes :

$$\begin{cases} \Delta n = \pm 1 \text{ (vibration)} \\ \Delta J = 0 \text{ ou } \pm 1 \text{ (rotation)} \\ \Delta K = 0 \text{ (rotation)} \end{cases} \quad (3.22)$$

La combinaison de ces règles et du type de la molécule considérée détermine quelles sont les transitions possibles. On distingue plusieurs cas :

- les molécules diatomiques homonucléaires (telles que H_2) : elles n'ont pas de moment dipolaire permanent. Il n'y a donc pas de transitions autorisées pour ces molécules.
- les molécules diatomiques hétéronucléaires (telles que CO) : les transitions vibrationnelles « pures » ne font pas varier leurs moments dipolaires. Par conséquent, les transitions possibles sont rotationnelles ou ro-vibrationnelles (un changement d'état rotationnel, accompagné d'un changement d'état vibrationnel). Dans le cas des transitions ro-vibrationnelles, pour un changement d'état vibrationnel donné (par exemple $\Delta n = 1$), on a deux familles de raies : la branche P qui correspond aux changements d'état rotationnel $\Delta J = -1$ et la branche R qui désigne les transitions pour lesquelles $\Delta J = 1$.
- les molécules polyatomiques : pour certaines d'entre elles, les transitions vibrationnelles « pures » ne font pas varier le moment dipolaire. Dans ce cas, on se ramène au cas des molécules diatomiques hétéronucléaires et seules les transitions rotationnelles et ro-vibrationnelles sont possibles. Dans les autres cas, les transitions vibrationnelles « pures » (c'est à dire $\Delta n = 0$ et $\Delta J = 0$) peuvent avoir lieu. Elles forment la branche Q. On retrouve également dans le spectre les transitions dues aux raies rotationnelles « pures » et ro-vibrationnelles.

Absorption et émission induite par collisions : Nous avons vu précédemment que les molécules diatomiques homonucléaires telles que le dihydrogène n'ont pas de raies vibrationnelles ou rotationnelles puisqu'elles n'ont pas de dipôle permanent. Cependant, dans l'atmosphère des géantes gazeuses, les collisions des molécules de dihydrogène entre elles et avec les autres constituants de l'atmosphère (l'hélium et dans une moindre mesure, le méthane) peuvent faire apparaître un moment dipolaire transitoire. Des interactions entre ce moment dipolaire et le rayonnement peuvent avoir lieu durant le court instant où les deux molécules sont assemblées et produire des transitions. Les raies générées par ces transitions sont très larges et ne correspondent pas à une fréquence précise. En effet, le principe d'incertitude de Heisenberg stipule que l'incertitude sur l'énergie d'un phénomène δE et celle sur sa durée sont liées par :

$$\delta E \times \delta t \geq \frac{h}{2\pi} \quad (3.23)$$

Comme la durée d'existence du moment dipolaire induit par les collisions est très courte, l'incertitude sur l'énergie et donc la fréquence de la transition est très grande. C'est pour cela que l'on parle aussi de continuum induit par les collisions.

Forme des raies

En théorie, les transitions correspondent à l'absorption et à l'émission de photons de fréquences précises. En réalité on n'observe jamais de raies monochromatiques mais plutôt des bandes spectrales à cause de la combinaison de plusieurs effets :

- l'élargissement naturel : les états quantiques des molécules ont des durées de vie finies. Au bout d'un certain temps, les molécules dans un état excité émettent un photon pour retourner vers un état de plus basse énergie. Ainsi, à cause du principe d'incertitude de Heisenberg, les transitions sont associées à une gamme de fréquences et non à une fréquence unique. On obtient alors un profil de raie Lorentzien.
- l'élargissement collisionnel : les collisions réduisent la durée de vie des états excités. Cet effet produit un profil de raie Lorentzien :

$$f_C(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Delta\nu_C}{(\nu - \nu_0)^2 + \frac{(\Delta\nu_C)^2}{4}} \quad (3.24)$$

où ν_0 est la fréquence théorique de la raie. La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_C$ dépend de la pression et de la température :

$$\Delta\nu_C(P,T) = \Delta\nu_C(P_0,T_0) \frac{P}{P_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad (3.25)$$

où P_0 et T_0 désignent une pression et une température de référence pour lesquelles $\Delta\nu_C$ est connue. n est un coefficient négatif décrivant la dépendance de $\Delta\nu_C(P,T)$ à la température.

- l'élargissement Doppler : les molécules ont une vitesse due à l'agitation thermique. De ce fait, quand un observateur mesure la fréquence des photons émis, celle-ci est décalée par effet Doppler. Les vitesses des molécules dépendent de la température T et sont réparties suivant la loi de Maxwell :

$$p(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right) \quad (3.26)$$

où $p(v_z)$ est la probabilité qu'une molécule de masse m ait une vitesse projetée sur la ligne de visée comprise entre v_z et $v_z + dz$. Le profil de raie obtenu est la Gaussienne :

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2}\right) \quad (3.27)$$

avec la largeur à mi-hauteur α_D :

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.28)$$

En pratique, l'élargissement naturel des raies est négligeable devant les élargissements Doppler et collisionnel. La convolution de ces deux élargissements donne aux raies la forme d'un profil de Voigt :

$$f_V(\nu - \nu_0) = f_D(\nu - \nu_0) * f_C(\nu - \nu_0) \quad (3.29)$$

dont la largeur vaut environ :

$$\alpha_V \sim \sqrt{\alpha_D^2 + \alpha_C^2} \quad (3.30)$$

Il n'existe pas de solution analytique du profil de Voigt. Dans le code de transfert radiatif, le calcul est effectué d'après la méthode développée par Humlíček (1982).

Intensité des raies

L'intensité d'une raie dépend de la probabilité de réalisation de la transition associée et donc du nombre de molécules qui sont dans l'état quantique initial de cette transition.

Plus elles sont nombreuses, plus la transition considérée sera susceptible d’avoir lieu et plus la raie sera intense. Soit E_i l’énergie associée à l’état quantique initial de la transition considérée. À l’équilibre thermodynamique local, le nombre de molécules N_i situées à ce niveau d’énergie est donné par la loi de Boltzmann :

$$N_i = \frac{N g_i \exp\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right)}{Q(T)} \quad (3.31)$$

où N est le nombre total de molécules, g_i le degré de dégénérescence du niveau d’énergie E_i et $Q(T)$ la fonction de partition. Elle est définie par une somme sur tous les niveaux d’énergie E_j :

$$Q(T) = \sum_j g_j \exp\left(\frac{-E_j}{k_B T}\right) \quad (3.32)$$

L’intensité d’une raie à la température T peut être calculée à partir de l’intensité de cette même raie mesurée à une température de référence T_0 :

$$Y(T) = Y(T_0) \frac{N_i(T)}{N_i(T_0)} \quad (3.33)$$

Bases de données spectroscopiques

Les informations concernant les positions ν_0 des raies, leurs intensités mesurées à $T_0 = 296$ K, les niveaux d’énergies initiaux des transitions associées à ces raies ainsi que les informations permettant de calculer la largeur des raies (coefficients d’élargissement en fonction de la pression et de la température) sont généralement disponibles dans des bases de données spectroscopiques. Dans le modèle de transfert radiatif que j’ai utilisé, la plupart de ces informations proviennent de GEISA 2009 ([Jacquinot-Husson et al. 2005, 2008](#)). Pour certaines molécules, les données spectroscopiques utilisées proviennent d’autres études. Les molécules et les transitions prises en compte dans le modèle de transfert radiatif ainsi que la provenance des données spectroscopiques sont résumées dans le tableau [3.1](#).

3.2.2 Principe du code de transfert radiatif

On cherche à calculer les radiances I_σ de l’équation [\(3.10\)](#). Pour cela on travaille sur une grille verticale contenant 361 niveaux de pression, de 1×10^4 hPa à 1×10^{-5} hPa, espacés régulièrement en $\log(P)$. Cette résolution permet de bien résoudre les variations verticales rapides de l’absorption du rayonnement par l’atmosphère. En effet, la quantité de rayonnement absorbé diminue exponentiellement en fonction de l’épaisseur optique. Dans la gamme de pressions considérée, on est à l’équilibre thermodynamique local. La résolution verticale de cette grille est également plus faible que celle des détecteurs des

Molécule	Transition	Position	Source
CH ₄	ν_4	1311 cm ⁻¹	GEISA 2009
CH ₃ D	ν_6	1156 cm ⁻¹	GEISA 2009
C ₂ H ₆	ν_9	822 cm ⁻¹	GEISA 2009
C ₂ H ₂	ν_5	729 cm ⁻¹	GEISA 2009
C ₃ H ₈	ν_{26}	748 cm ⁻¹	GEISA 2009
C ₄ H ₂	ν_8	628 cm ⁻¹	Jolly et al. (2010)
CH ₃ C ₂ H	ν_9	533 cm ⁻¹	Pekkala et al. (1991)
H ₂ – H ₂ , H ₂ – He, H ₂ – CH ₄	Continuum	590 – 660 cm ⁻¹	Blanquet et al. (1992)
			Borysow et al. (1985)
			Borysow and Frommhold (1986)
			Borysow et al. (1988)

TABLE 3.1 – Liste des molécules et des transitions prises en compte dans le modèle de transfert radiatif

plans focaux FP3 et FP4 de CIRS lors des observations au limbe (50 km à 100 km, voir section 2.3.1). À chaque niveau de cette grille de pression, on calcule la gravité en prenant en compte l’aplatissement de Saturne et l’accélération centrifuge, puis l’altitude correspondante grâce à l’équation hypsométrique. Sur chacune de ces couches, on calcule l’épaisseur optique en fonction de l’altitude, puis le long de la ligne visée (τ_s). Pour chaque ajustement de spectre, on considère l’altitude tangente à laquelle le spectre a été mesuré. Puis on considère une couche dont l’épaisseur équivaut au champ de vue d’un détecteur F , que l’on subdivise en neuf parties afin de tenir compte des variations rapides de la radiance en fonction de l’altitude à l’intérieur du champ de vue d’un détecteur. On calcule les radiances de ces neuf « sous-couches » de taille $F/9$ grâce à l’équation (3.10) et on en fait la moyenne. Cette moyenne est ensuite convoluée à la fonction d’appareil de CIRS, de façon à obtenir le spectre synthétique.

Le calcul des spectres synthétiques se fait dans différents domaines spectraux suivant le paramètre à inverser. Les bandes spectrales utilisées sont représentées dans la figure 3.2. Pour les inversions de température et d’altitude, les spectres synthétiques sont calculés dans les domaines spectraux [590; 660] cm⁻¹ et [1200; 1370] cm⁻¹. Dans le premier domaine spectral ([590; 660] cm⁻¹), la contribution radiative dominante est celle de l’émission induite par les collisions des molécules de dihydrogène entre elles et avec les autres espèces, dont l’intensité dépend fortement de la température dans la basse stratosphère. L’émission induite par les collisions dépend des abondances de H₂ et He, respectivement fixées à 0,86 et 0,1355 (valeurs déterminées par [Conrath and Gautier \(2000\)](#)). Les opacités de l’acétylène (C₂H₂), du méthylacétylène (CH₃C₂H) et du diacétylène (C₄H₂) sont également incluses dans le code de transfert radiatif car elles contribuent faiblement à la radiance entre 590 cm⁻¹ et 660 cm⁻¹. On fixe leurs profils d’abondances à ceux calculés par le modèle photochimique de [Moses and Greathouse](#)

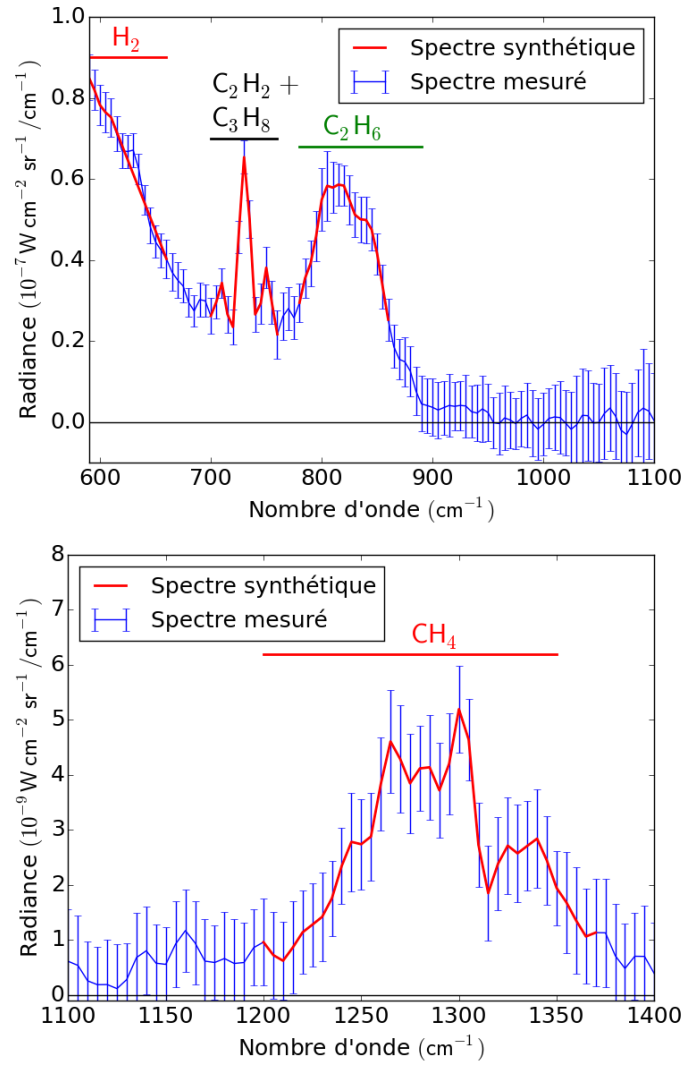


FIGURE 3.2 – Bandes spectrales utilisées pour les ajustements pour les spectres FP3 (en haut) et FP4 (en bas). Les spectres ont une résolution spectrale de 7.5 cm^{-1} . Les spectres mesurés sont en bleu. Les spectres synthétiques sont en rouge.

(2005). Le domaine spectral $[1200; 1370] \text{ cm}^{-1}$ correspond à la bande d'émission ν_4 du méthane. Tout comme le dihydrogène et l'hélium, ce gaz est distribué uniformément en latitude et en altitude dans l'atmosphère de Saturne jusqu'à l'homopause et peut donc être utilisé pour mesurer la température, en particulier dans la haute stratosphère. Le rapport de mélange du méthane est fixé à la valeur mesurée par Flasar et al. (2005) : $4,5 \times 10^{-3} \pm 20\%$. Cette valeur est cohérente avec le rapport de mélange du méthane déterminé plus récemment par Fletcher et al. (2009) ($4,7 \times 10^{-3} \pm 4\%$). J'ai utilisé la valeur déterminée par Flasar et al. (2005) par soucis de cohérence avec l'étude Guerlet et al. (2009) avec laquelle je compare mes résultats dans le chapitre 4. Le profil vertical de CH_4 est celui calculé par le modèle photochimique de Moses et al. (2000). Les faibles contributions radiatives de l'acétylène et du CH_3D sont incluses dans le calcul des spectres synthétiques dans le domaine $[1200; 1370] \text{ cm}^{-1}$. L'abondance de CH_3D est

fixée grâce au rapport $[\text{CH}_3\text{D}]/[\text{CH}_4] = 1,7 \times 10^{-5}$ déterminé par [Lellouch et al. \(2001\)](#).

Pour les inversions de l'abondance de l'éthane, on se place dans le domaine spectral $[780; 860] \text{ cm}^{-1}$ car la radiance y est dominée par la bande d'émission ν_9 de ce gaz (centrée à 822 cm^{-1}). Cependant, comme les ailes de la bande d'émission ν_5 de l'acétylène (centrée à 729 cm^{-1}) contribuent faiblement à la radiance dans ce domaine spectral, on tient compte de ce gaz dans le calcul des spectres synthétiques et on fixe son abondance en utilisant le profil calculé par le modèle photochimique de [Moses and Greathouse \(2005\)](#). Le dernier domaine spectral sélectionné est $[700; 760] \text{ cm}^{-1}$. Il est utilisé pour inverser les abondances d'acétylène et de propane. La bande spectrale ν_5 de l'acétylène est celle qui contribue le plus à la radiance dans ce domaine. Néanmoins, la bande ν_{21} du propane (centrée à 748 cm^{-1}) contribue significativement à la radiance, même si la résolution spectrale utilisée dans la majorité des observations (7.5 cm^{-1}) ne permet pas de séparer cette bande spectrale de celle de l'acétylène.

3.3 Méthode d'inversion

3.3.1 Principe

J'ai utilisé le même algorithme d'inversion régularisé et optimisé que [Guerlet et al. \(2009\)](#). Le problème peut être résumé ainsi : soit l'ensemble de m spectres mesurés \mathbf{I} , chacun composés de p mesures de la radiance. À partir de ces mesures, je cherche à déterminer le profil vertical des paramètres \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 sur n niveaux de pression. Cela peut se traduire ainsi :

$$\mathbf{I} = \hat{\mathbf{I}}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) + \mathbf{e} = \mathbf{F}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) + \mathbf{e} \quad (3.34)$$

où $\hat{\mathbf{I}}$ désigne un ensemble de spectres synthétiques (les ajustements des spectres mesurés), que l'on peut calculer à l'aide du modèle de transfert radiatif \mathbf{F} . On cherche les paramètres \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 (dans ce cas, la température, l'altitude, ou les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane) qui minimisent l'écart \mathbf{e} entre les spectres synthétiques et mesurés (on parle aussi de résidu). Il s'agit d'un problème mal-posé c'est-à-dire qu'il ne possède pas de solution unique. Des profils verticaux distincts des paramètres recherchés peuvent ajuster le même ensemble de spectres. De faibles variations de la radiance dues au bruit de mesure peuvent être « surinterprétées » et conduire à des résultats irréalistes. L'algorithme d'inversion dont je me suis servi utilise des profils *a priori* qui permettent de contraindre les variations des paramètres recherchés, en particulier aux niveaux de pressions pour lesquels les mesures ne donnent pas d'information sur

les paramètres recherchés. Les profils *a priori* servent également de point de départ à l'algorithme. On introduit également un lissage des profils obtenus afin de supprimer les oscillations qui apparaissent sur des échelles verticales inférieures au champ de vue d'un détecteur et donc non réalistes. Suivant les cas, j'ai inversé les paramètres \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 l'un à la suite de l'autre ou simultanément si la radiance dans la bande spectrale choisie pour l'inversion dépend fortement des deux paramètres. Je présenterai tout d'abord le cas où on cherche les deux paramètres simultanément puis celui où on inverse un seul paramètre.

Afin de résoudre l'équation (3.34), on la linéarise autour du couple de profils solutions *a priori* ($\mathbf{x}_1^0, \mathbf{x}_2^0$). Ainsi, pour chaque radiance mesurée $I_{\sigma i}$, que l'on notera I_i pour alléger la notation, on obtient :

$$\Delta I_i = \sum_{j=1}^n \Delta x_{1j} \frac{\partial I_i}{\partial x_{1j}} + \sum_{j=1}^n \Delta x_{2j} \frac{\partial I_i}{\partial x_{2j}} \quad (3.35)$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta I_i &= I_i - \hat{I}_i \\ \Delta x_{1j} &= x_{1j} - x_{1j}^0 \\ \Delta x_{2j} &= x_{2j} - x_{2j}^0 \end{aligned} \quad (3.36)$$

où j est l'indice représentant les niveaux de pression. Soient les matrices K et M telles que $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial x_{1j}}$ et $M_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial x_{2j}}$. Elles sont appelées kernels ou matrice de fonction poids. À l'aide de K et M , on peut réécrire l'équation (3.35) sous forme vectorielle :

$$\Delta \mathbf{I} = K \Delta \mathbf{x}_1 + M \Delta \mathbf{x}_2 \quad (3.37)$$

D'après Conrath et al. (1998), trouver la solution de (3.37) revient à minimiser la fonction coût Q :

$$Q = (\Delta \mathbf{I} - K \Delta \mathbf{x}_1 - M \Delta \mathbf{x}_2)^T E^{-1} (\Delta \mathbf{I} - K \Delta \mathbf{x}_1 - M \Delta \mathbf{x}_2) + \frac{1}{\alpha} \mathbf{a}^T \mathbf{a} + \frac{1}{\beta} \mathbf{b}^T \mathbf{b} \quad (3.38)$$

où la matrice diagonale E représente le bruit de mesure. Les deux derniers termes traduisent à la fois la contrainte des profils solution par l'information *a priori* et le lissage. En effet, α et β représentent le poids de l'information contenue dans les mesures par rapport à celles des profils *a priori*. Les vecteurs \mathbf{a} et \mathbf{b} contiennent l'information sur le lissage et forment une base dans l'espace des paramètres. Conrath et al. (1998) montrent également que les solutions qui minimisent l'équation (3.37) s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Delta \mathbf{x}_1 &= \alpha SK^T(\alpha KSK^T + \beta MSM^T + E^2)^{-1} \Delta \mathbf{I} \\ \Delta \mathbf{x}_2 &= \beta SM^T(\alpha KSK^T + \beta MSM^T + E^2)^{-1} \Delta \mathbf{I}\end{aligned}\quad (3.39)$$

où $S_{ij} = \exp(\frac{-\ln(p_i/p_j)^2}{2L^2})$ est la matrice de lissage, qui s'exprime en fonction de la longueur de corrélation L , c'est-à-dire l'échelle verticale sur laquelle on lisse les profils. Il peut arriver que l'une des variables recherchées soit un scalaire (par exemple un décalage en altitude). Dans ce cas les solutions qui minimisent (3.37) sont :

$$\begin{aligned}\Delta x_1 &= \alpha SK^T(\alpha KSK^T + \beta MSM^T + E^2)^{-1} \Delta \mathbf{I} \\ \Delta x_2 &= \beta M^T(\alpha KSK^T + \beta MM^T + E^2)^{-1} \Delta \mathbf{I}\end{aligned}\quad (3.40)$$

Dans le cas où un seul paramètre \mathbf{x} est inversé, la solution est donnée par :

$$\Delta \mathbf{x} = \alpha SK^T(\alpha KSK^T + E^2)^{-1} \Delta \mathbf{I}\quad (3.41)$$

3.3.2 Algorithme

J'ai traité chaque latitude séparément, à partir de l'ensemble de spectres mesurés (un spectre par altitude observée) obtenu grâce aux observations CIRS (voir section 2.3.4). Les inversions sont faites à l'aide d'un algorithme itératif. En effet, les solutions présentées dans la section précédente reposent sur la linéarisation de la radiance par rapport aux variables recherchées, ce qui introduit des incertitudes. Les itérations successives permettent de réduire ces incertitudes. On part d'un profil *a priori* \mathbf{x}^0 . À chaque itération, un nouveau spectre synthétique est calculé pour chaque altitude, dans le domaine spectral correspondant au paramètre que l'on cherche à mesurer. Pour cela, on ajoute un petit incrément $\Delta \mathbf{x}$, donné par les équations (3.39), (3.40) ou (3.41), au profil *a priori*. Ainsi, à chaque pas, on obtient un nouvel ajustement de l'ensemble des spectres mesurés. L'algorithme calcule ensuite le χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\Delta I_i}{E_i} \right)^2 \quad (3.42)$$

Si le χ^2 varie de moins de 1% entre deux itérations, on estime que l'algorithme a convergé vers une solution. Sinon, le dernier profil calculé ($\mathbf{x}^0 + \Delta \mathbf{x}$) devient le nouvel *a priori* et on recommence les opérations précédentes. Les étapes de cet algorithme sont résumées dans la figure 3.3.

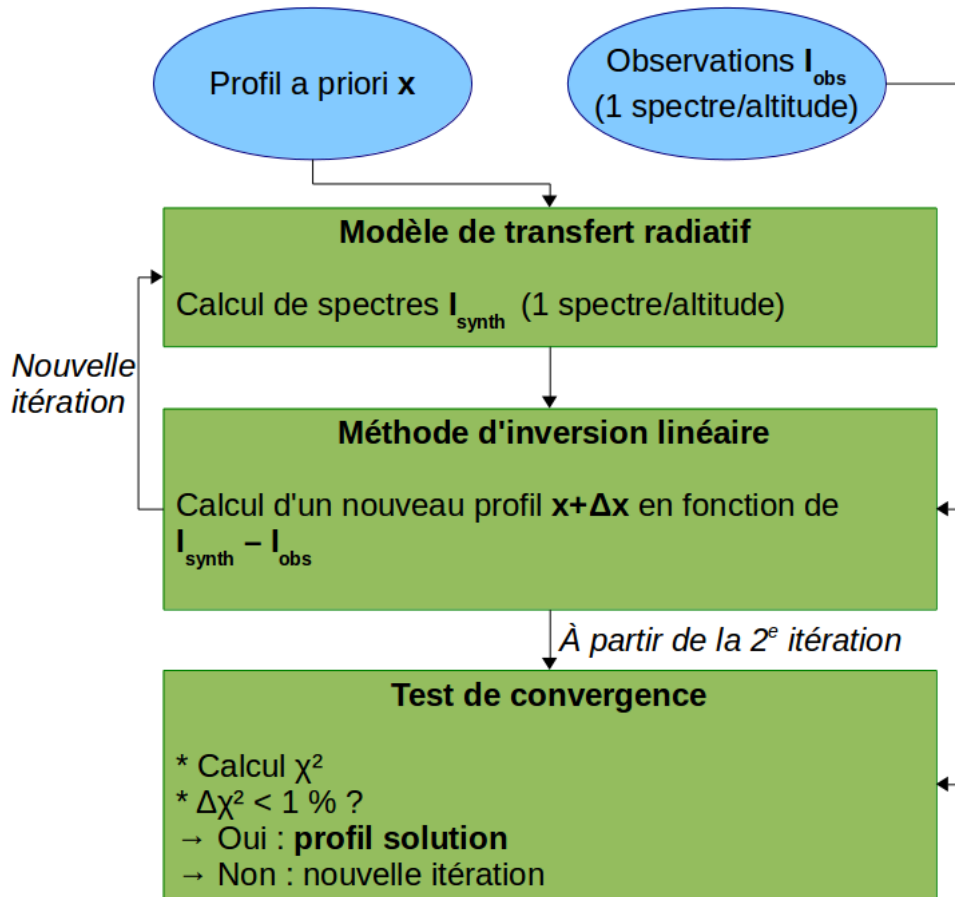


FIGURE 3.3 – Étapes de l’algorithme d’inversion

3.3.3 Mise en œuvre

Pour chaque latitude, la température et les abondances d’hydrocarbures (C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8) sont inversées de façon séquentielle. Tout d’abord, j’inverse la température. Comme dans Guerlet et al. (2009), j’inverse un décalage en altitude en même temps que le profil de température, de façon à corriger les erreurs sur les altitudes données par la navigation de la sonde Cassini (voir section 2.3.4). Pour cela, j’utilise les altitudes tangentes fournies par la navigation en tant qu’altitudes *a priori*. Puis, le décalage en altitude est déterminé grâce au niveau de saturation de la bande ν_4 du méthane et de l’émission induite par collisions. Le niveau de saturation correspond à l’altitude à laquelle le flux dans une bande spectrale donnée est maximal (voir figure 3.4). Aux altitudes supérieures au niveau de saturation, le flux décroît en fonction de l’altitude à cause de la densité qui décroît également. Au-dessous du niveau de saturation, le flux décroît car comme la densité augmente, l’opacité devient de plus en plus grande. Ainsi, l’altitude de la saturation est bien contrainte par la théorie du transfert radiatif et en comparant les altitudes mesurées et inversées des niveaux de saturation de la bande ν_4 du méthane et de l’émission induite par collisions, on peut déduire le décalage entre les altitudes fournies par Cassini et les altitudes réelles. La température et le

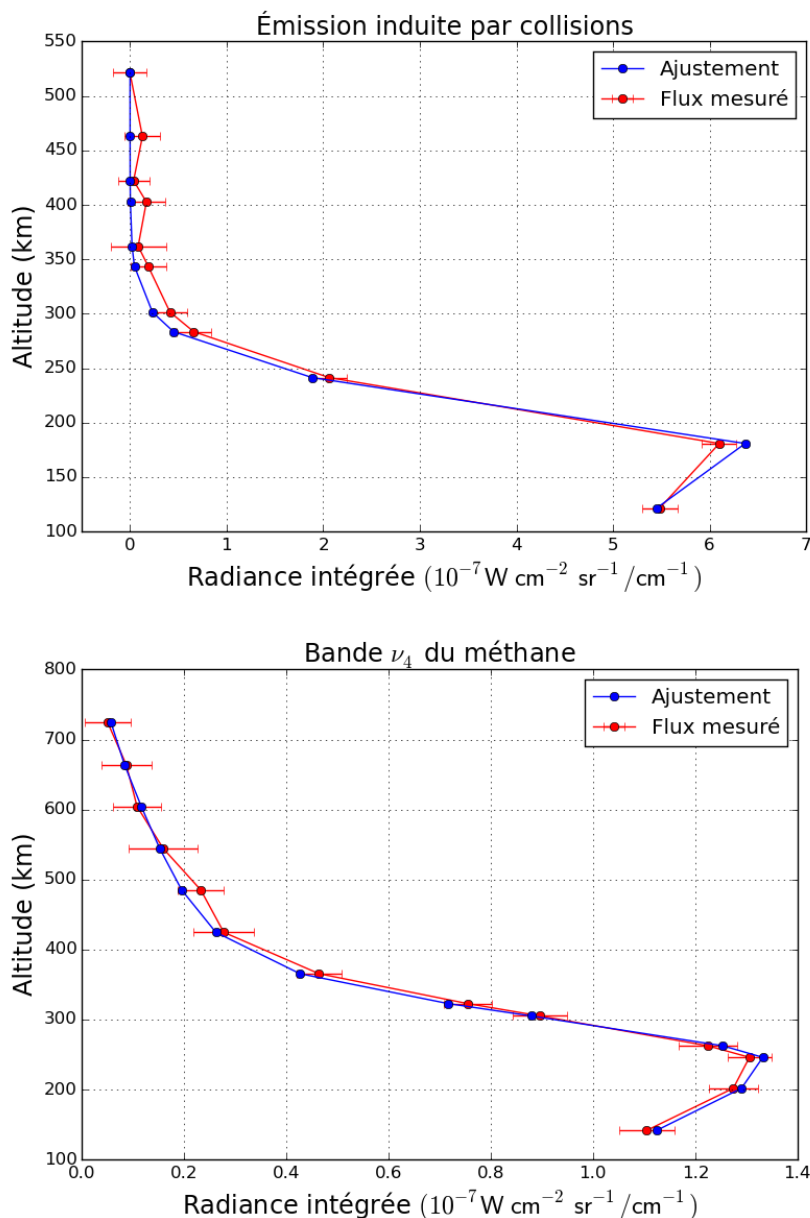


FIGURE 3.4 – Évolution de la radiance intégrée dans les bandes spectrales de l'émission induite par collisions (haut) et ν_4 du méthane (bas) en fonction de l'altitude, dans les spectres mesurés (en bleu) et dans leurs ajustements (en rouge). Ces mesures ont été faites à 30°N en septembre 2010.

décalage en altitude ainsi obtenus sont ensuite utilisés lors de l'inversion de l'abondance d'éthane. Enfin, j'inverse simultanément les abondances d'acétylène et de propane car leurs bandes d'émission se recouvrent. Cette dernière inversion se fait en utilisant le profil de température et celui d'éthane inversés précédemment.

Il est possible d'estimer la sensibilité des mesures aux paramètres inversés. Elle est donnée par les kernels $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial x_j}$ qui représentent la quantité d'information sur le paramètre x_1 au niveau de pression p_j contenue par la radiance mesurée au nombre

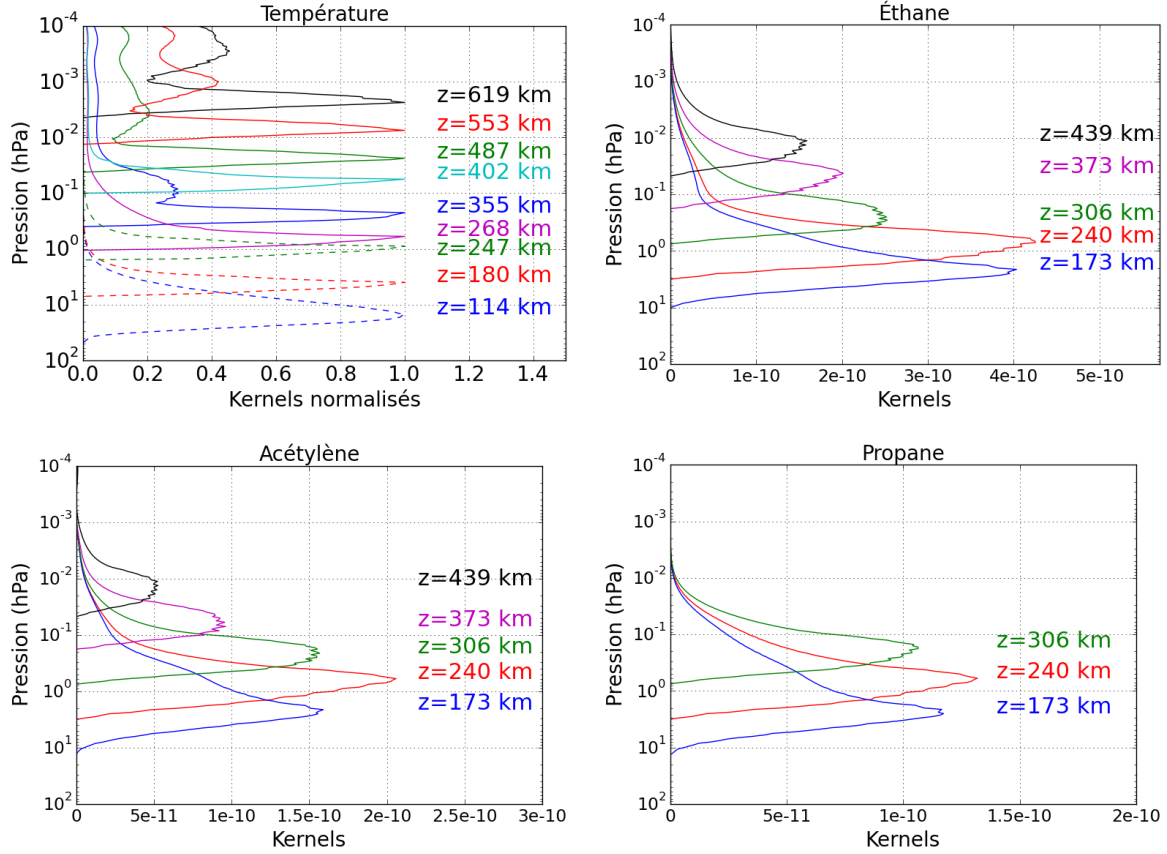


FIGURE 3.5 – Exemples de kernels pour les inversions réalisées à 50°N. Pour la température (en haut, à gauche), j’ai tracé les kernels normalisés à 1305 cm^{-1} (traits pleins) et à 605 cm^{-1} (tirets). Les kernels de l’éthane sont tracés à 815 cm^{-1} . Ceux de l’acétylène et du propane sont tracés respectivement à 730 cm^{-1} et à 750 cm^{-1} .

d’onde σ_i . Dans la figure 3.5, en haut à gauche, j’ai tracé les kernels de température $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial T_j}$ en fonction de la pression pour neuf des altitudes sondées, à 1305 cm^{-1} (au cœur de la bande ν_4 du méthane) et à 605 cm^{-1} (dans le domaine de l’émission induite par les collisions). Les autres graphes de cette figure montrent les kernels d’abondance d’éthane, d’acétylène et de propane $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial q_j}$ en fonction de la pression, au centre des bandes spectrales de ces espèces (respectivement 815 cm^{-1} , 730 cm^{-1} et 750 cm^{-1}). Ces kernels ont été tracés pour l’inversion à 50°N et sont des exemples représentatifs des kernels obtenus lors des inversions des différents jeux de données. Ces graphes permettent de visualiser la sensibilité des mesures en fonction des niveaux de pression. Les deux bandes spectrales utilisées pour les inversions de températures sont complémentaires : l’émission induite par collisions donne de l’information sur la température de la basse stratosphère tandis que la bande spectrale du méthane permet de mesurer la température de la haute stratosphère. La combinaison des deux types de mesure permet généralement de mesurer la température de 20 hPa à 0.003 hPa. Pour la plupart des observations, les abondances d’éthane et d’acétylène sont mesurées entre 3 hPa et 0.01 hPa tandis que celles de propane sont mesurées entre 3 hPa et 0.5 hPa.

La méthode d'inversion utilisée ici dépend de plusieurs paramètres : le profil *a priori*, le poids des données par rapport au profil *a priori* et la longueur de corrélation. Pour les inversions de températures, j'ai utilisé trois profils *a priori* différents (représentés en figure 3.6) : le profil vertical de température mesuré par Lindal et al. (1985) lors d'occultations radio Voyager et deux autres profils qui sont identiques à celui de Lindal et al. (1985) aux pressions supérieures à 1 hPa et plus chauds aux autres niveaux de pression. Pour les inversions d'éthane, d'acétylène et de propane, j'ai utilisés les profils d'abondances prédits par le modèle photochimique de Moses and Greathouse (2005) (voir figure 3.6) ainsi que des multiples de ceux-ci ($\times 2$, $\times 0,5$). Ces différents profils *a priori* couvrent la gamme des températures et abondances des espèces étudiées, mesurées lors de précédentes observations.

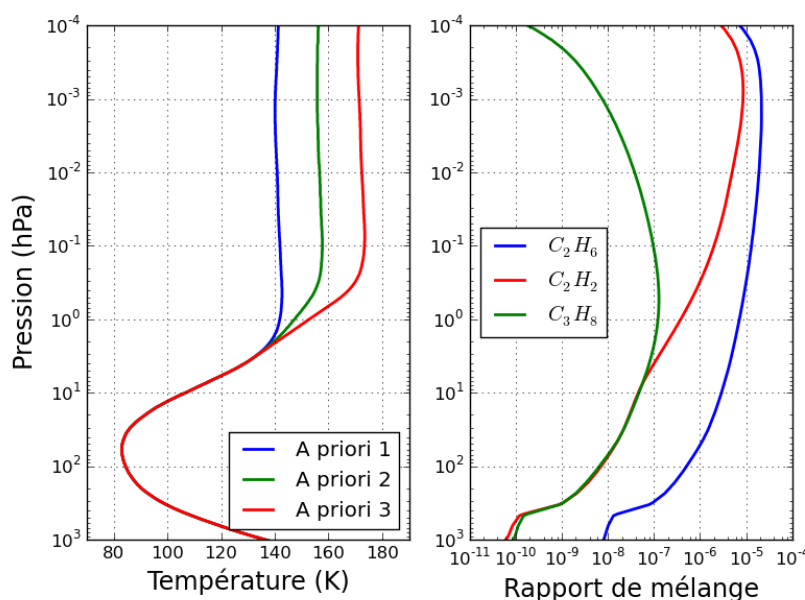


FIGURE 3.6 – Profils *a priori* de température (à gauche) et d'abondances d'hydrocarbures (à droite) utilisés pour les inversions. Le profil *a priori* de température 1 a été mesuré par Lindal et al. (1985). Les profils d'acétylène, d'éthane et de propane proviennent du modèle photochimique de Moses and Greathouse (2005)

La figure 3.7 illustre l'effet des profils *a priori* sur le profil inversé. Dans cet exemple, pour la température, j'ai inversé les mêmes données (un ensemble de spectres mesuré à 30°N) avec des *a priori* de température « froid » (profil 1 de la figure 3.6) et « chaud » (profil 3 de la figure 3.6). Dans la même figure, je présente également des inversions de l'abondance d'éthane réalisées à partir des mêmes observations, avec pour profils *a priori* celui présenté en 3.6 multiplié par 0,5 et par 2. On peut voir que les profils de température obtenus avec les différents *a priori* sont sensiblement identiques entre 30 hPa et 0,2 hPa. Au-dessus de 0,2 hPa, le bruit sur les mesures devient de plus

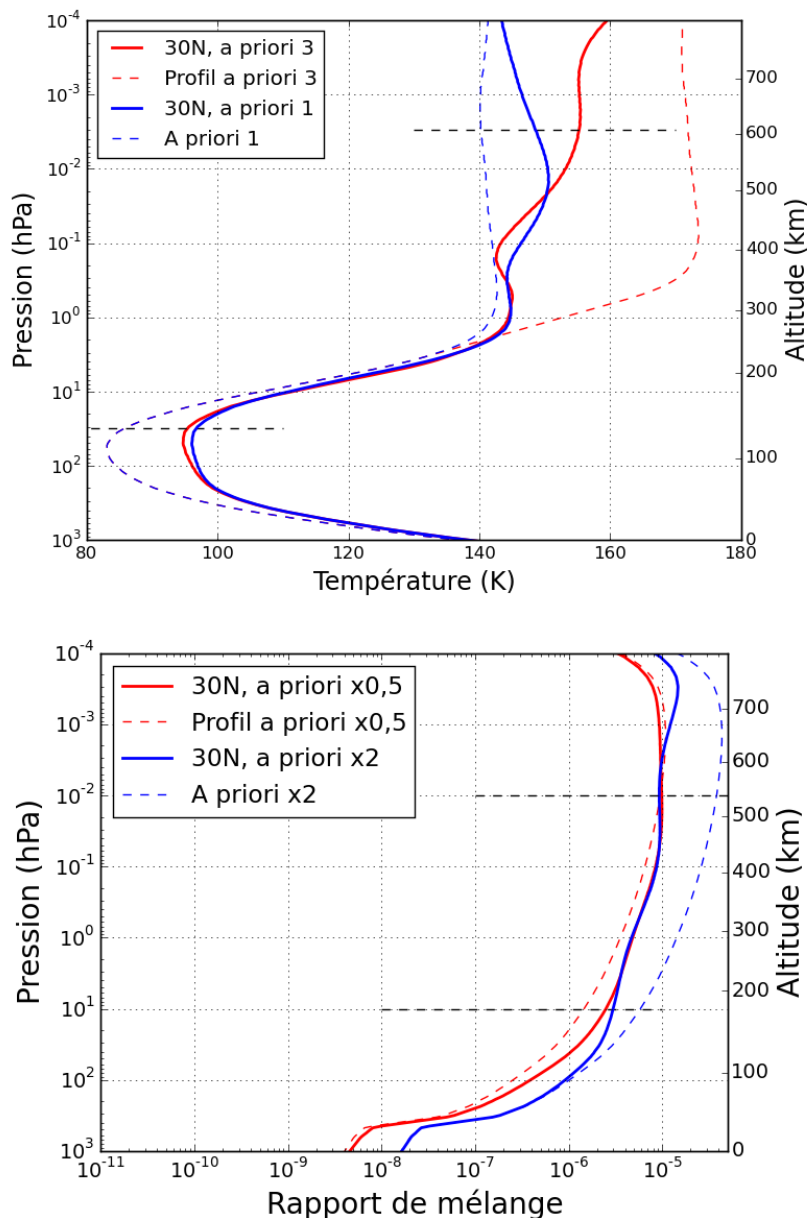


FIGURE 3.7 – Influence du profil *a priori* sur les inversions de température (haut) et de l'abondance d'éthane (bas). Les profils *a priori* sont en tirets colorés. Les résultats des inversions sont en trait plein, de la même couleur que l'*a priori* utilisé pour l'inversion. Les tirets noirs délimitent la zone de sensibilité des mesures CIRS. Les inversions présentées ont été réalisées pour le jeu de données acquis à 30°N en septembre 2010.

en plus important, elles contiennent donc moins d'information. De plus, à partir de 0,003 hPa, on sort de la zone de sensibilité des mesures CIRS. C'est pour cela qu'à partir de 0,2 hPa, les deux profils divergent et tendent à retourner vers leurs *a priori* respectifs. La différence maximale entre les deux profils de température dans la zone de sensibilité des mesures vaut 6 K et est atteinte à 0,003 hPa. Pour l'éthane, il y a peu de différences entre les deux inversions représentées en figure 3.7 à l'intérieur de la zone de sensibilité des mesures. En dehors de cette zone, les deux profils divergent et

retournent vers leurs *a priori* respectifs. Ainsi, en réalisant des inversions avec plusieurs profils *a priori* pour chaque latitude observée, j'ai pu identifier les zones où ils influent sur le profil solution, quantifier leurs effets sur les quantités recherchées et choisir mes profils-solutions en fonction de ces résultats.

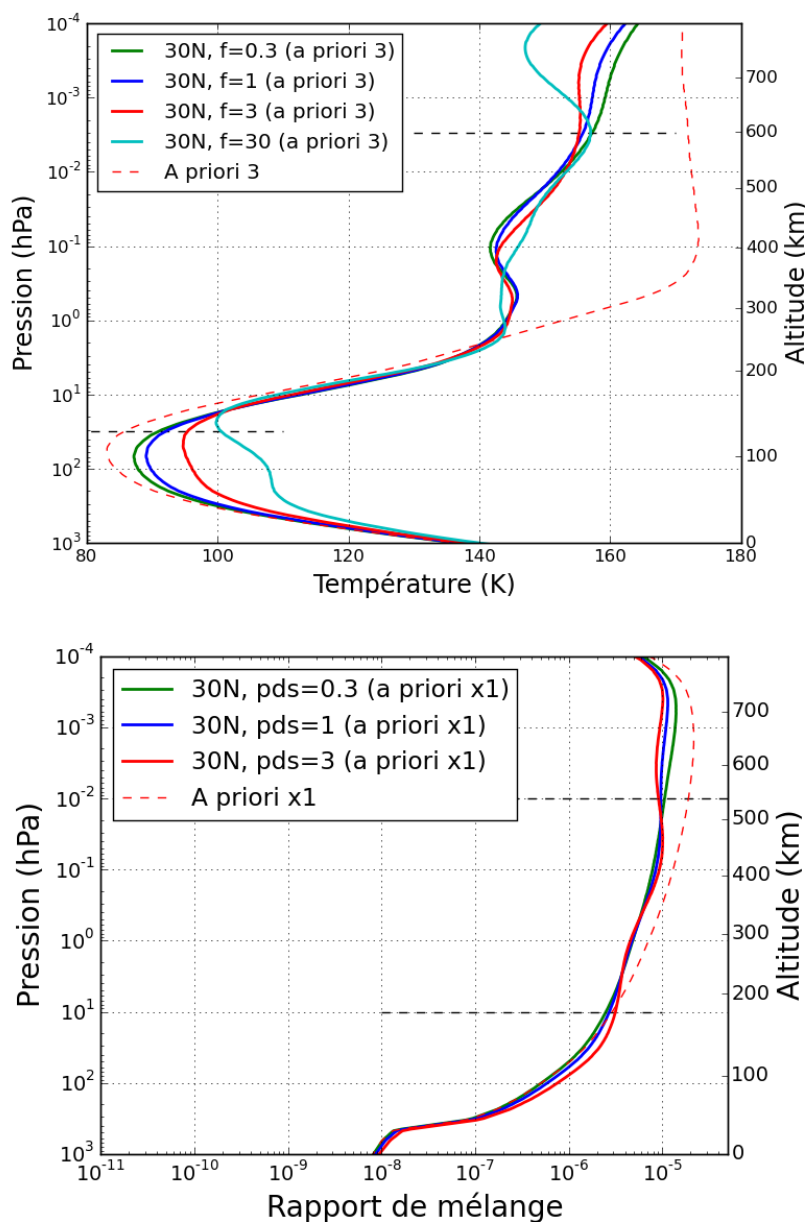


FIGURE 3.8 – Influence du poids entre les données et le profil *a priori* sur les inversions de température (haut) et d'abondance d'éthane (bas). Les profils en trait plein ont été inversés à partir des mêmes *a priori*, avec des poids f différents. Les profils de température et d'abondance d'éthane *a priori* utilisés sont en tirets rouges et correspondent aux profils présentés dans la figure 3.6. Les tirets noirs délimitent la zone de sensibilité des mesures CIRS. Les inversions présentées ont été réalisées pour le jeu de données acquis à 30°N en septembre 2010.

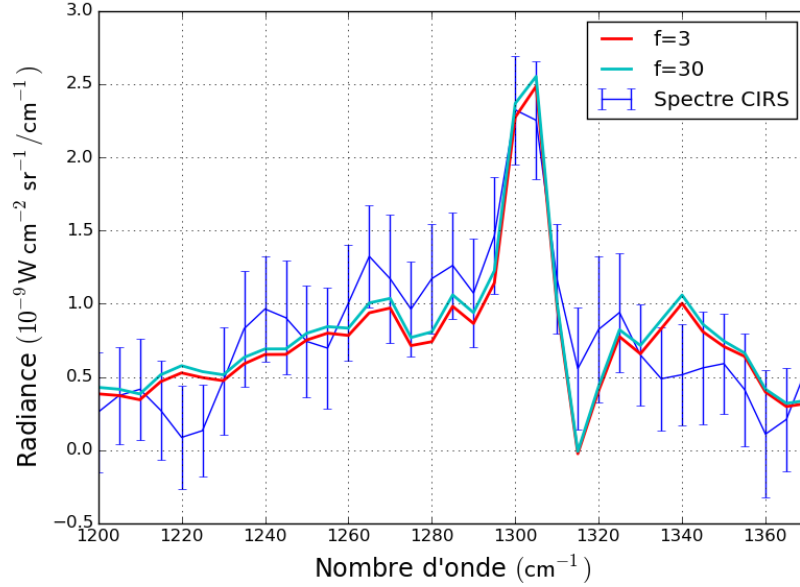


FIGURE 3.9 – Exemples d’ajustement d’un spectre à 30°N. J’ai représenté en bleu le spectre mesuré par CIRS à 431 km d’altitude. Les spectres rouge et cyan sont les ajustements obtenus pour cette mesure. Ces deux inversions ont été réalisées avec des poids différents ($f = 3$ et $f = 30$) mais avec le même profil de température *a priori* (*a priori* 3 de la figure 3.6).

Le poids des données par rapport au profil *a priori* est ajusté grâce au paramètre f tel que

$$\begin{aligned}\alpha &= f \times KSK^T/E^2 \\ \beta &= f \times MSM^T/E^2\end{aligned}\tag{3.43}$$

Au cours des inversions, j’ai fait varier f entre 0,3 et 3. Ces valeurs sont optimales car l’algorithme est suffisamment « souple » pour modifier le profil à chaque itération en suivant les variations de radiance des spectres (à $f = 0$, le profil obtenu est l’*a priori*), sans être trop affecté par le bruit de mesure aux niveaux de pression où la sensibilité aux paramètres mesurés est faible. La figure 3.8 illustre les effets du paramètre f sur les inversions. Dans la figure 3.8, les différences majeures entre les profils obtenus avec les différentes valeurs de f se trouvent en-dehors des limites de sensibilité des mesures CIRS. On peut voir que plus f est petit, plus le profil a tendance à se rapprocher de l’*a priori*. À l’intérieur des limites de sensibilité des mesures CIRS, ces différentes valeurs de f vont influencer sur les profils de températures obtenus lors des inversions. Cependant les profils de température sont assez proches pour les valeurs de f comprises entre 0,3 et 3 (pas plus de 2 K d’écart, ce qui est de l’ordre des erreurs de mesures). À titre d’exemple, j’ai également représenté un profil de température obtenu avec $f = 30$ en

cyan. Avec cette valeur de f , le profil obtenu s'écarte beaucoup plus de l'*a priori* que dans les autres cas. Cependant ces écarts ne sont pas réalistes car ils se font en-dehors des limites de sensibilité des mesures. Vers entre 380 km et 450 km d'altitude, le profil cyan est également plus chaud que les autres profils (d'au moins 3 K). Dans la figure 3.9, j'ai représenté un spectre mesuré dans cette zone (à 431 km), ainsi que les ajustements de ce spectre obtenus avec $f = 3$ et $f = 30$. On peut voir que la différence entre ces profils ne correspond pas à une amélioration de l'ajustement des spectres dans cette zone. Elle n'est donc pas justifiée. Ainsi, augmenter f au-delà d'une certaine valeur (~ 3) n'apporte pas d'amélioration des ajustements. Quand j'ai plusieurs inversions qui donnent des ajustements équivalents des spectres, je choisis l'inversion où f est le plus faible.

J'ai également fait varier la longueur de corrélation L entre 1 et 4 hauteurs d'échelle de Saturne, de façon à supprimer les oscillations superflues (c'est-à-dire celles se faisant sur une échelle verticale inférieure au champ de vue d'un détecteur). Pour chaque latitude observée, j'ai effectué des inversions avec plusieurs valeurs de L et f de façon à trouver le meilleur ajustement des spectres. Dans la figure 3.10, j'ai représenté des exemples d'inversions réalisées avec différentes longueurs de corrélation. Plus L est faible, plus le profil obtenu comporte d'oscillations et plus leur extension verticale est faible. Si j'ai plusieurs inversions, faites avec différentes valeurs de L mais qui donnent des ajustements de spectres sensiblement identiques (c'est-à-dire que les différences de radiances entre des spectres issus de ces inversions sont inférieures aux erreurs de mesure), je choisis comme profil solution celui obtenu avec la plus grande valeur de L .

3.3.4 Inversion des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYA0CC001_VIMS

Les inversions de la température et des abondances d'hydrocarbures à partir des jeux de données ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYA0CC001_VIMS ont requis un traitement spécifique à cause de leur géométrie d'acquisition différente (inclinaison des détecteurs par rapport à la verticale locale, voir section 2.3.5 et figure 3.11). Le champ de vue vertical F d'un détecteur est un paramètre d'entrée du code de transfert radiatif. En effet, pour chaque altitude d'observation z , le code de transfert radiatif calcule le spectre synthétique associé en moyennant les contributions radiatives de neuf petites couches atmosphériques parallèles à la verticale locale, dont l'épaisseur est $F/9$ et dont les altitudes varient entre $z - F/2$ et $z + F/2$ (voir section 3.2). Quand les détecteurs sont parallèles à la verticale locale (observations au limbe « normales »), chaque sous-couche a le même poids. Pour les observations ALPCMAOCC001_VIMS et ALPHYA0CC001_VIMS, si la partie de l'atmosphère sondée par un seul détecteur

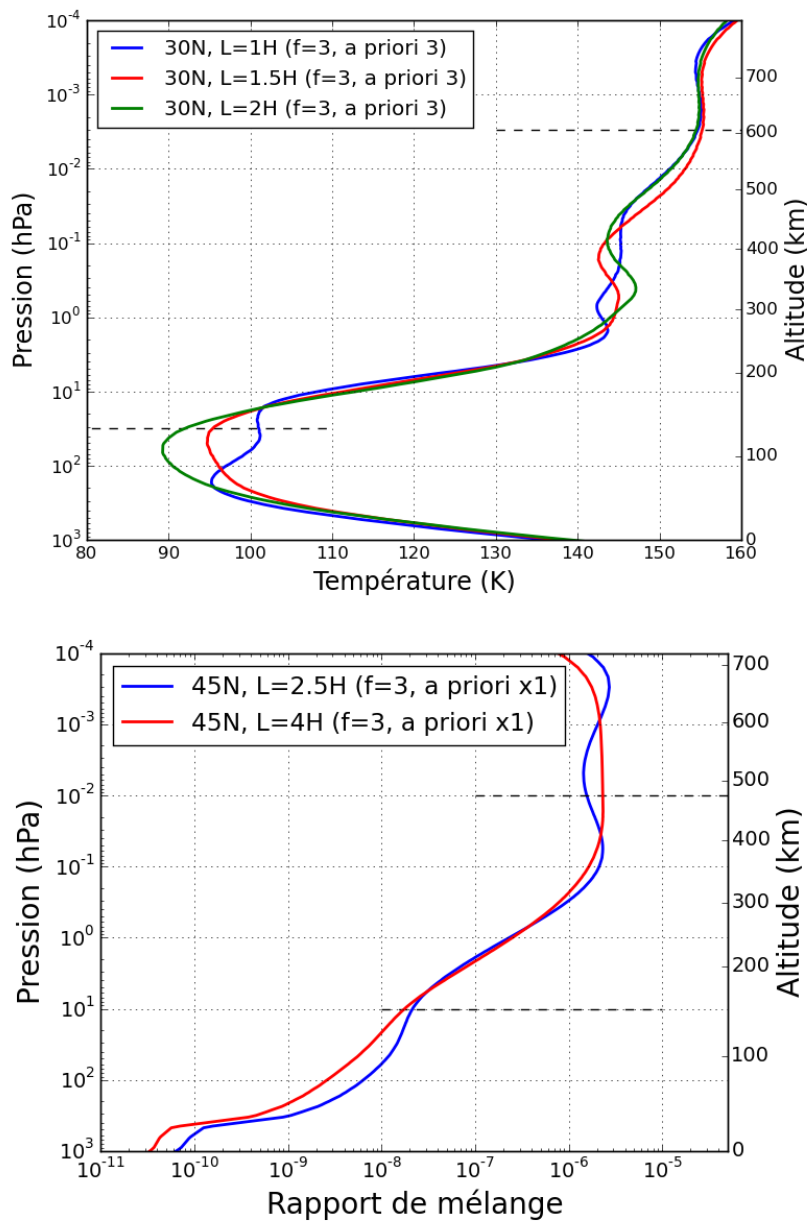


FIGURE 3.10 – Influence de la longueur de corrélation L (exprimées en fonction de la hauteur d'échelle H) sur les profils de température (haut) et d'abondance de l'acétylène (bas). Les profils ont été inversés à partir du même *a priori* (présentés dans la figure 3.6), avec le même poids f entre les données et l'information *a priori*, mais avec des longueurs de corrélation L différentes. Les tirets noirs délimitent la zone de sensibilité des mesures CIRS. Les inversions présentées ont été réalisées pour le jeu de données acquis à 30°N en septembre 2010 pour la température et à 45°N pour l'acétylène, à la même date.

est découpée parallèlement à la verticale locale (comme dans le code de transfert radiatif), les couches atmosphériques obtenues auront des tailles différentes et donc des contributions radiatives différentes. De ce fait, la méthode de calcul utilisée dans le code de transfert radiatif n'est pas adaptée à la géométrie de ces deux jeux de données. Cela peut introduire un biais dans le calcul des spectres synthétiques et dans les inversions de température et des abondances des hydrocarbures. Pour surmonter ce problème, j'ai choisi d'étudier des cas « extrêmes » : j'ai inversé la température en utilisant le champ de vue mesuré, le champ de vue théorique (calculé en fonction du champ de vue angulaire d'un détecteur et de la distance entre la sonde Cassini et Saturne lors des observations) et le champ de vue maximal en entrée du code de transfert radiatif. Pour chaque latitude, j'ai gardé la valeur de F qui donne le meilleur ajustement de l'ensemble de spectres mesurés, puis je l'ai utilisée pour les inversions des abondances des hydrocarbures.

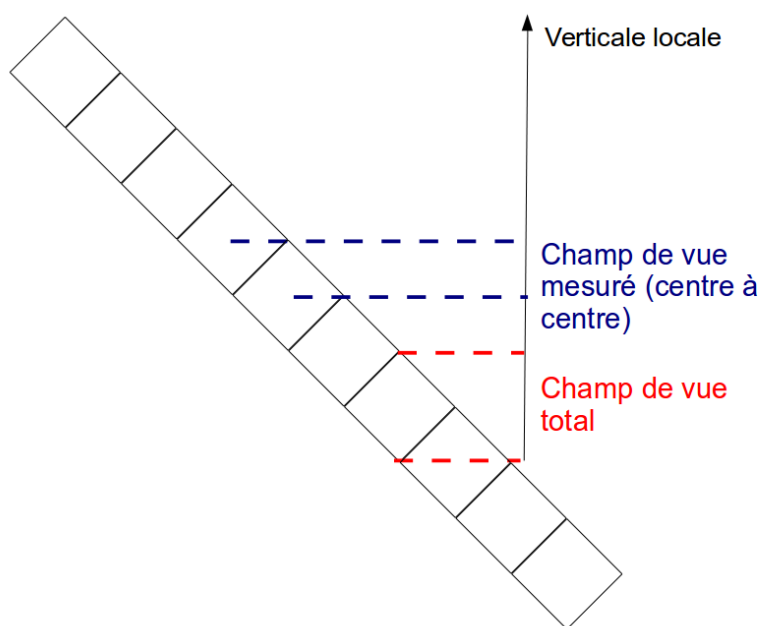


FIGURE 3.11 – Géométrie d'observations pour les jeux de données ALPC-MAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS et champs de vue testés lors des inversions

De plus, dans les jeux de données à 42°S, 47°S et 50°S, le faible rapport signal sur bruit des spectres acquis à 0,01 hPa (et au-dessus) empêche de mesurer précisément la température à ce niveau de pression. Par exemple, à 0,01 hPa, le rapport signal sur bruit vaut 0,9 à 47°S et 1,4 à 30°N. Pour chacune de ces latitudes, j'ai inversé la température avec les trois profils *a priori* présentés en figure 3.6 de façon à trouver une limite supérieure de la température à 0,01 hPa, c'est-à-dire la température maximale qui permet d'ajuster le spectre mesuré. Comme je ne dispose que de limites supérieures

de la température, les inversions des abondances des hydrocarbures à ces niveaux de pression ne sont pas fiables.

Je n'ai pas fait d'inversion pour le jeu de données à 55°S car le rapport signal sur bruit était trop faible (à cause d'un temps d'acquisition plus court que pour les autres jeux de données ou de températures plus faibles) pour détecter clairement la bande spectrale du méthane dont je me sers pour inverser la température.

3.3.5 Inversion du jeu de données LIMBMAP001_PIE à 70°S

Je n'ai pas pu inverser les abondances d'hydrocarbures à partir des données acquises à 70°S dans le jeu de données LIMBMAP001_PIE. En effet, pour pouvoir inverser les abondances des hydrocarbures, on doit bien connaître la température. Or, le faible rapport signal-sur-bruit (dû à de basses températures) des spectres acquis à 70°S ne permet pas de mesurer la température précisément hors de la gamme de pression 30-0,1 hPa alors que dans d'autres jeux de données, la température peut être mesurée jusqu'à 0,003 hPa. De plus, lors de ces observations, la sonde Cassini était située assez loin de Saturne et le champ de vue des détecteurs était plus grand que d'habitude (80 km à 90 km selon les séquences d'acquisition, contre 60-70 km dans les autres jeux de données). De ce fait, dans la gamme de pressions où on peut inverser les hydrocarbures à cette latitude (3-0,1 hPa, 3 hPa étant la limite de sensibilité inférieure pour les inversions des hydrocarbures), on ne dispose que de deux spectres où le rapport signal-sur-bruit est faible pour réaliser les inversions des abondances d'éthane et d'acétylène, ce qui est insuffisant pour obtenir des profils verticaux.

3.4 Bilan d'erreur

J'ai évalué les différentes sources d'erreur qui peuvent affecter les résultats. Ils sont résumés dans le tableau 3.2 pour la température et 3.3 pour les abondances d'hydrocarbures. L'algorithme d'inversion calcule directement l'erreur due au bruit de mesure et au lissage des profils. Dans le cas où on inverse deux variables simultanément, cette erreur est donnée par :

$$\sigma = (I - \alpha K^T [\alpha K S K^T + \beta M M^T + E^2]^{-1} K) S \quad (3.44)$$

où I désigne la matrice identité. Sinon elle est donnée par :

$$\sigma = (I - \alpha K^T [\alpha K S K^T + E^2]^{-1} K) S \quad (3.45)$$

J'ai également fait des inversions supplémentaires pour évaluer les erreurs induites par :

- la détermination des altitudes tangentes des spectres. L'erreur sur les altitudes tangentes vaut ± 7 km. En effet, en inversant les altitudes seules, on voit que pour faire varier le χ^2 de façon significative, il faut décaler les altitudes de 4 km à 7 km. Pour évaluer l'erreur sur la température due à celle sur la détermination des altitudes, j'ai donc inversé la température et les abondances des hydrocarbures en décalant les altitudes de ± 7 km.
- l'erreur sur l'abondance du méthane ($\pm 20\%$, [Flasar et al. \(2005\)](#)). Elle n'affecte que les inversions de température. Elle influe significativement sur la mesure de la température au-dessus de 1 hPa, car c'est à partir de ce niveau de pression que l'émission du méthane donne de l'information sur la température.
- les incertitudes sur le rapport $[\text{He}]/[\text{H}_2]$, qui est compris entre 0.08 et 0.16 ([Conrath and Gautier 2000](#); [Flasar et al. 2008](#)). Elles n'affectent que les inversions de température et plus particulièrement sur celle mesurée à 10 hPa, car à ce niveau de pression, l'information sur la température provient uniquement de l'émission due aux collisions $\text{H}_2 - \text{H}_2$ et $\text{H}_2 - \text{He}$.
- les incertitudes sur l'altitude de l'homopause du méthane : il s'agit du niveau de pression à partir duquel le méthane n'est plus distribué de façon homogène. [Moses and Vervack \(2006\)](#) ont montré que le niveau de pression de l'homopause peut varier avec la latitude et le temps. J'ai donc inversé la température, en utilisant un profil d'abondance du méthane où le niveau de l'homopause est décalé d'une décade de pression vers le bas.
- la propagation des erreurs affectant la température sur les abondances d'hydrocarbures. J'ai inversé les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane en utilisant comme profil de température les limites supérieures et inférieures déterminées par l'analyse des sources d'erreurs listées ci-dessus.

La plupart des estimations d'erreur listées dans les tableaux [3.2](#) et [3.3](#) ne sont pas symétriques. Les paramètres dont elles dépendent sont utilisés pour le calcul de l'absorption et de l'émission par le code de transfert radiatif, qui sont des fonctions non-linéaires de la température et des abondances des hydrocarbures.

Pression	Bruit et lissage	Altitude	$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$	Niveau de l'homopause	$[\text{He}]/[\text{H}_2]$	Somme
10 hPa	± 0.5	$^{+0.4}_{-0.2}$	± 0.1	≤ 0.1	$^{+0.8}_{-1.9}$	$^{+1.0}_{-2.0}$
1 hPa	± 0.4	$^{+0.3}_{-0.2}$	$^{+0.7}_{-0.6}$	± 0.5	$^{+0.4}_{-0.2}$	$^{+1.1}_{-0.9}$
0.1 hPa	± 0.8	$^{+0.3}_{-1.0}$	$^{+0.9}_{-0.6}$	$^{+0.8}_{-1.1}$	$^{+0.3}_{-0.8}$	$^{+1.5}_{-2.0}$
0.01 hPa	± 0.7	$^{+0.4}_{-0.7}$	$^{+1.2}_{-0.9}$	± 0.6	± 0.2	$^{+1.6}_{-1.5}$

TABLE 3.2 – Estimation de l'erreur sur la température en Kelvin à différents niveaux de pression, pour les différentes sources of d'erreur. Dans la dernière colonne, j'ai calculé la somme quadratique ($\sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$) de toutes les erreurs (σ_i).

Niveaux de pression	Éthane	Acétylène	Propane
1 hPa	$^{+19\%}_{-15\%}$	$^{+18\%}_{-16\%}$	$^{+22\%}_{-24\%}$
0.1 hPa	$^{+25\%}_{-22\%}$	$^{+27\%}_{-22\%}$	
0.01 hPa	$^{+23\%}_{-19\%}$	$^{+40\%}_{-35\%}$	

TABLE 3.3 – Estimation de l'erreur sur les abondances d'hydrocarbures à différents niveaux de pression. Je présente la somme quadratique des erreurs ($\sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$) affectant les inversions des abondances des hydrocarbures.

4

Évolution saisonnière de la stratosphère de Saturne

Sommaire

4.1	Problématique	69
4.2	Évolution saisonnière de la température	70
4.2.1	Structure verticale de la stratosphère	70
4.2.2	Structure méridienne de la stratosphère	72
4.2.3	Comparaison avec d'autres études	76
4.3	Évolution saisonnière de C_2H_6, C_2H_2 et C_3H_8	78
4.3.1	Distributions verticales de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8	78
4.3.2	Distributions méridiennes de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8	81
4.3.3	Comparaison des abondances mesurées avec des modèles photochimiques	83
4.3.4	Comparaison avec de précédentes études	88

4.1 Problématique

Dans ce chapitre, je m'intéresse à l'évolution saisonnière de la stratosphère de Saturne. En effet, l'atmosphère de Saturne subit un forçage saisonnier conséquent dû à son obliquité, son excentricité et à l'ombre de ses anneaux qui se projette sur l'hémisphère d'hiver. Dans la stratosphère, on s'attend à ce que ces variations saisonnières d'insolation ait une influence significative sur la structure thermique, la chimie et la dynamique atmosphériques car les échelles de temps radiatives et photochimiques peuvent être du même ordre de grandeur que la période de révolution de Saturne. Les variations d'insolation agissent sur les constantes de temps des réactions photochimiques et

peuvent faire apparaître des gradients saisonniers et méridiens de composition. Elles affectent également la structure thermique de l’atmosphère, en modifiant l’équilibre radiatif entre l’ensoleillement et l’émission thermique infrarouge qui est elle-même dépendante de la composition atmosphérique. Enfin, la structure thermique influence la dynamique atmosphérique, puisque les gradients de température engendrent des mouvements atmosphériques.

Afin de mieux comprendre ces différentes interactions, j’étudie les distributions méridiennes de la température, de l’éthane, l’acétylène et du propane, ainsi que leur évolution saisonnière. Pour cela, j’ai analysé les jeux de données présentés dans le chapitre 2, acquis pendant le printemps de l’hémisphère nord lors d’observations au limbe de Cassini/CIRS. Puis, je les ai comparés aux résultats de précédentes observations CIRS au limbe réalisées en hiver et analysées par [Guerlet et al. \(2009\)](#). La robustesse de cette comparaison est assurée par l’utilisation du même algorithme d’inversion, présenté dans le chapitre 3. Dans le chapitre 4, je présenterai également une comparaison des mesures d’abondances des hydrocarbures avec celles prédites par les modèles photochimiques de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) et [Hue et al. \(2015\)](#). Les températures mesurées seront comparées avec un modèle radiatif-convectif dans le chapitre 5. Ces résultats (sauf la comparaison avec le modèle de [Hue et al. 2015](#)) sont décrits dans [Sylvestre et al. \(2015\)](#).

4.2 Évolution saisonnière de la température

4.2.1 Structure verticale de la stratosphère

La figure 4.1 montre deux exemples de profils verticaux de température mesurés à 30°N (à $L_S = 12^\circ$) et 47°S (à $L_S = 31^\circ$) et leur comparaison avec ceux mesurés par [Guerlet et al. \(2009\)](#) (à $L_S = 312^\circ$ et $L_S = 315^\circ$ respectivement). Ils sont représentatifs de l’évolution saisonnière de la température mesurée dans l’hémisphère nord et aux moyennes latitudes de l’hémisphère sud.

Dans l’hémisphère nord, de l’hiver au printemps, la température augmente sur toute la gamme de pressions sondée. Cette augmentation de la température est maximale autour de 1 hPa et atteint $7_{-0,9}^{+1,1}$ K. L’amplitude de ce réchauffement décroît avec l’altitude et finit par disparaître (aux barres d’erreur près) à 0,01 hPa. Ce comportement est assez étonnant car les modèles radiatifs tels que celui de [Conrath et al. \(1990\)](#) prédisent que les constantes de temps radiatives décroissent avec l’altitude. On s’attend donc à ce que l’amplitude des variations saisonnières augmente avec l’altitude.

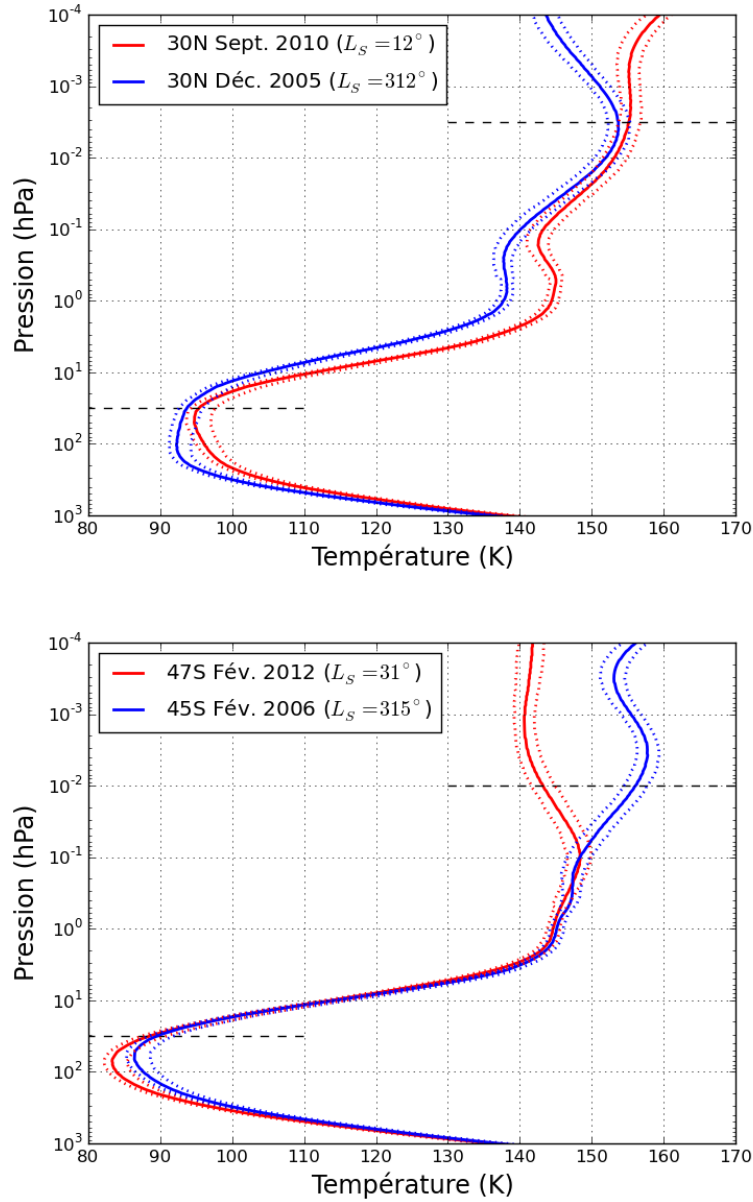


FIGURE 4.1 – Profils de températures mesurés à 30°N et 47°S. Les profils rouges en trait plein représentent la température mesurée à partir des jeux de données Cassini/CIRS acquis au printemps boréal. Les profils bleus en trait plein représentent les résultats pour l’hiver boréal (Guerlet et al. 2009). En pointillés, j’ai représenté les enveloppes d’erreur de chaque profil. Les tirets horizontaux noirs délimitent la zone de sensibilité des données. Au-delà de ces lignes, les profils de température retournent vers les profils *a priori* qui étaient différents pour les deux dates.

Dans l’hémisphère sud, aux moyennes latitudes, l’évolution saisonnière est radicalement différente. La température reste constante de l’été à l’automne, de 10 hPa à 0,1 hPa. Puis, à plus haute altitude, la température décroît fortement entre les deux saisons. Par exemple, à 47°S, le contraste thermique entre $L_S = 315^\circ$ et $L_S = 31^\circ$ est d’au moins $13 \pm_{1,5}^{1,6}$ K à 0,01 hPa (la détermination d’une limite supérieure de la

température à 0,01 hPa dans ce jeu de données est détaillé dans la section 3.3.4). L'asymétrie entre les deux hémisphères dans l'évolution de la structure thermique de la stratosphère est troublante. En effet on s'attend à ce que les échelles de temps radiatives varient peu avec la latitude, car les gradients de température et de composition entre les deux hémisphères sont relativement faibles. À 1 hPa et à 0,1 hPa, les mesures de Guerlet et al. (2009) montrent que les abondances d'éthane et d'acétylène sont sensiblement identiques entre les deux hémisphères. Or ce sont les principales espèces (hormis le méthane, distribué de façon homogène en latitude) pouvant refroidir l'atmosphère grâce à leurs bandes d'émission dans l'infrarouge. Les variations de température devraient donc avoir des amplitudes semblables dans les deux hémisphères.

4.2.2 Structure méridienne de la stratosphère

Les figures 4.2 et 4.3 présentent l'évolution du gradient méridien de température à plusieurs niveaux de pression. L'évolution des températures dans la zone équatoriale (de 20°N à 20°S) a déjà été présentée par Guerlet et al. (2011) et reflète la propagation vers le bas de l'oscillation équatoriale de Saturne, qui est un phénomène dynamique (Fouchet et al. 2008; Orton et al. 2008; Schinder et al. 2011). Ici, je me concentrerai sur l'évolution saisonnière et méridienne de la température dans les deux hémisphères, où on s'attend à ce que l'effet des contributions radiatives domine sur la dynamique.

Hémisphère Nord (de 25°N à 79°N)

- À 10 hPa, dans l'hémisphère nord, de l'hiver au printemps, la température décroît fortement des basses aux hautes latitudes, puisqu'on perd $18^{+1,0}_{-2,0}$ K de 25°N à 79°N. L'évolution saisonnière de la température est généralement comprise entre 2 K et 4 K, ce qui est faible compte tenu des barres d'erreur. Les mesures montrent que la température a augmenté à toutes les latitudes, entre les deux saisons.
- À 1 hPa, au printemps, il y a un fort gradient méridien de température. En effet, la température décroît de $19^{+1,1}_{-0,9}$ K, de 30°N à 79°N. La température augmente fortement de l'hiver au printemps, en particulier aux moyennes latitudes. La différence maximale de température entre les deux saisons est atteinte à 40°N et vaut $11^{+1,1}_{-0,9}$ K.
- À 0,1 hPa, le gradient de température méridien est plus faible qu'aux plus hautes pressions. La température décroît de $12^{+1,5}_{-2,0}$ K, de 25°N à 79°N. De même, le contraste de température saisonnier est plus faible qu'à 1 hPa. Cependant, à 70°N,

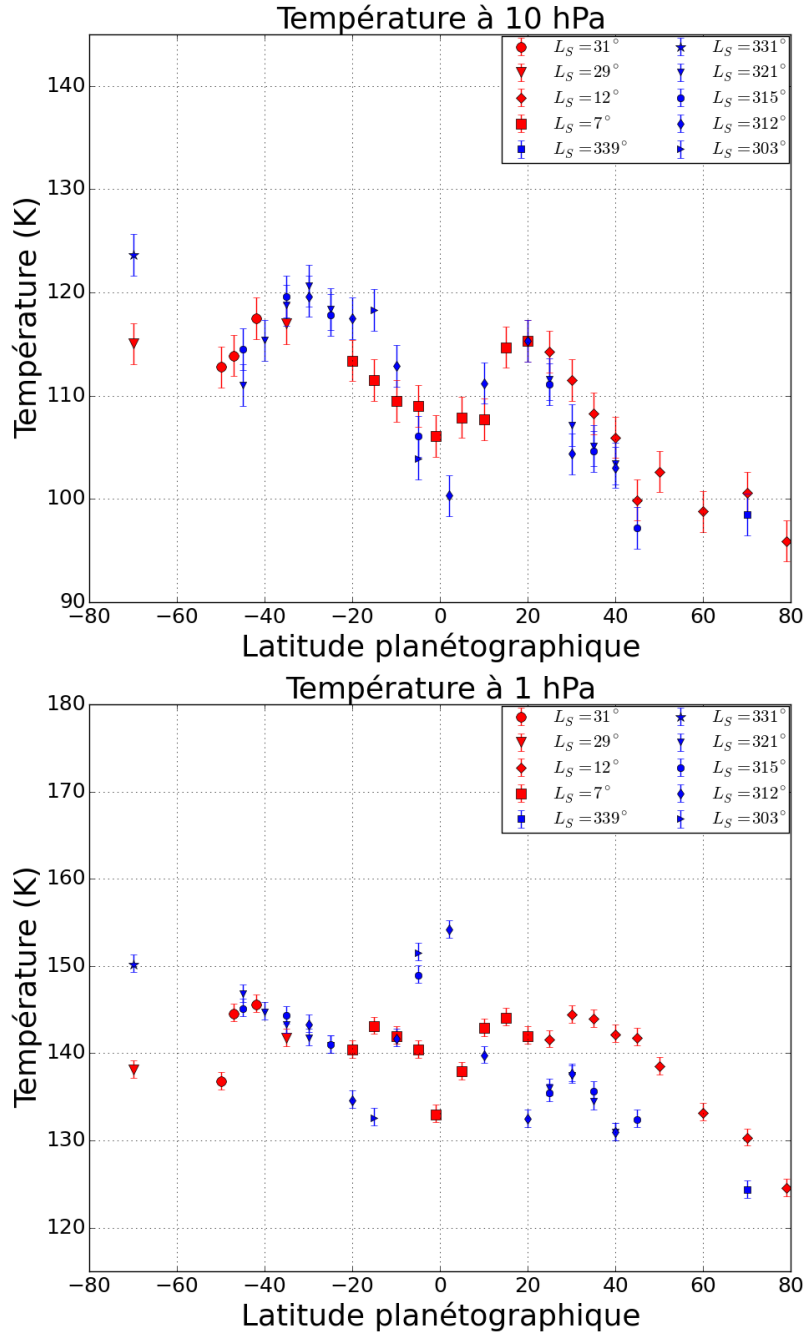


FIGURE 4.2 – Gradients méridiens de température à 10 hPa et 1 hPa. Les points rouges et bleus représentent respectivement les données du printemps boréal et de l’hiver boréal (Guerlet et al. 2009).

la différence entre les températures hivernales et printanières est plus élevée qu’à 1 hPa ($12^{+1,5}_{-2,0}$ K à 0,1 hPa contre $5^{+1,1}_{-0,9}$ K à 1 hPa).

- À 0,01 hPa, contrairement aux autres niveaux de pression, la température ne décroît pas régulièrement des basses aux hautes latitudes. De 25°N à 50°N , la température est constante, puis il y a une forte diminution de $11^{+1,6}_{-1,5}$ K vers 60°N et 70°N . La température augmente de nouveau vers le pôle de $6^{+1,6}_{-1,5}$ K. De 25°N à 45°N ,

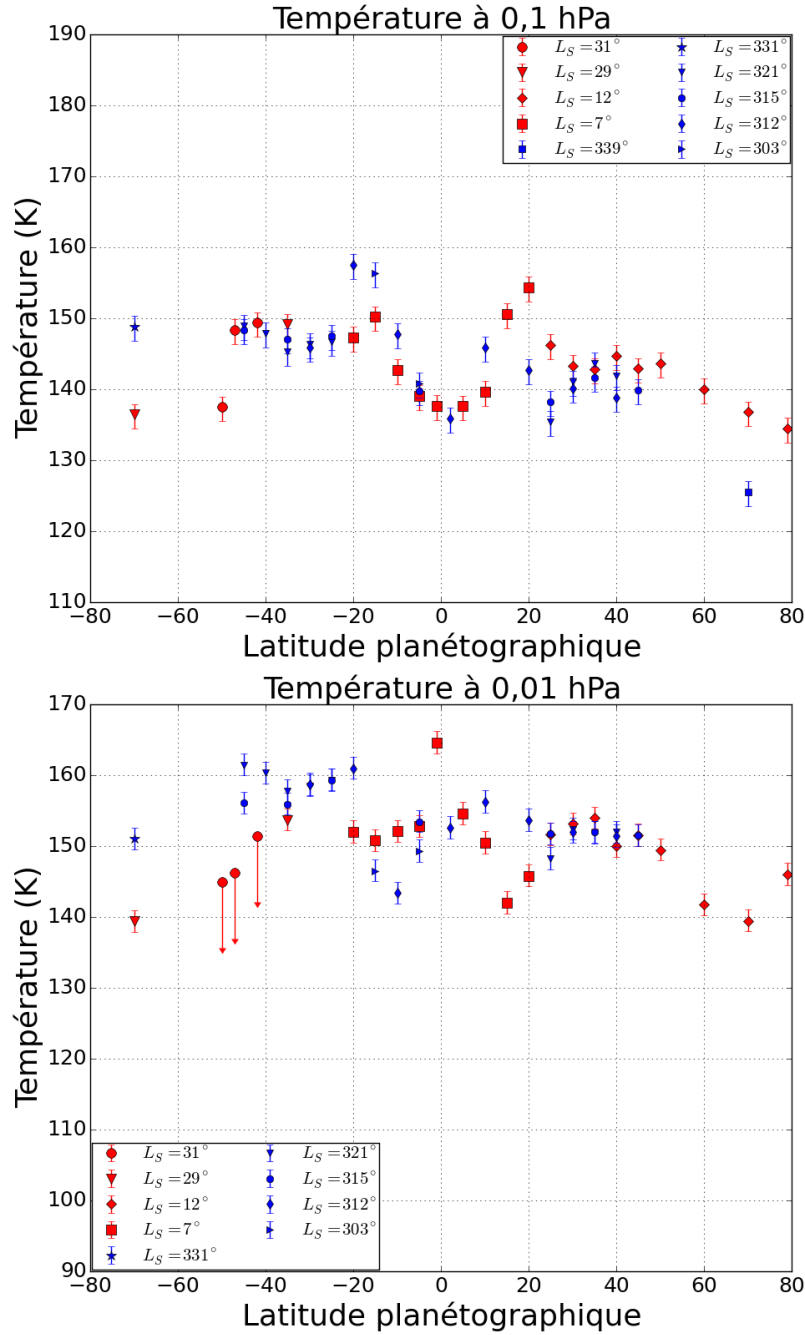


FIGURE 4.3 – Gradients méridiens de température à 0,1 hPa et 0,01 hPa. Les points rouges et bleus représentent respectivement les données du printemps boréal et de l’hiver boréal (Guerlet et al. 2009). À $L_S = 31^\circ$, seules des limites supérieures de la température ont pu être mesurées à 0,01 hPa (voir section 3.3.4).

la différence de température entre les deux saisons est négligeable aux erreurs de mesure près. Je n’ai pas pu mesurer l’évolution saisonnière de la température à 70°N : le faible rapport signal sur bruit des spectres acquis à 0,01 hPa en hiver (dû à une température très froide) a empêché Guerlet et al. (2009) de mesurer la température à ce niveau de pression.

En résumé, dans l'hémisphère nord, au printemps, le gradient méridien de température est plus élevé dans la basse stratosphère (de 10 hPa à 1 hPa) que dans la haute stratosphère (pressions inférieures à 0,1 hPa), comme en hiver. De plus, les observations réalisées au printemps montrent que la température est approximativement constante des basses aux moyennes latitudes à 0,01 hPa. Les données à 50°N, 60°N et 79°N sont les premières mesures au limbe réalisées avec CIRS à ces latitudes. On peut voir que les températures mesurées à ces latitudes suivent bien les tendances méridiennes globales. À toutes les latitudes de l'hémisphère nord, les contrastes de température saisonniers varient fortement en fonction de la pression. Le contraste thermique saisonnier maximal est situé à 1 hPa et décroît vers les plus hautes et plus basses pressions.

Hémisphère Sud (de 25°S à 70°S)

- À 10 hPa, pendant l'automne austral, le gradient méridien de température est faible. La température diminue de $4_{-2,0}^{+1,0}$ K de 35°S à 50°S mais augmente de $2_{-2,0}^{+1,0}$ K vers 70°S. Aux moyennes latitudes, la température reste constante de l'été à l'automne (aux erreurs de mesure près) tandis qu'à 70°S, la température décroît de $12_{-2,0}^{+1,0}$ K entre les deux saisons.
- À 1 hPa, en automne, la température est à peu près constante entre 42°S et 47°S, tandis qu'elle diminue de $8_{-0,9}^{+1,1}$ K de 47°S à 50°S. Comme à 10 hPa, le contraste saisonnier de température est négligeable aux moyennes latitudes mais vaut $12_{-0,9}^{+1,1}$ K à 70°S.
- À 0,1 hPa, en automne, le gradient méridien de température est similaire à celui mesuré à 1 hPa. Le refroidissement entre 47°S et 50°S est plus fort à 0,1 hPa qu'à 1 hPa. Le gradient de température entre les moyennes latitudes australes (de 35°S à 47°S) et 70°S est de $13_{-2,0}^{+1,5}$ K. L'évolution saisonnière de la température est la même qu'à 10 hPa et 1 hPa.
- À 0,01 hPa, j'ai mesuré un contraste de température de $15_{-1,5}^{+1,6}$ K entre 35°S et 70°S. Cependant, je dispose de peu d'informations sur le gradient méridien de température à ce niveau de pression, puisque je n'ai pu mesurer que des limites supérieures de la température entre 42°S et 50°S. Contrairement à ce qui a été mesuré aux pressions plus élevées, la température décroît fortement de l'été à l'automne aux moyennes latitudes. Par exemple, à 42°S, la température diminue d'au moins 10 K. À 70°S la diminution de température est de $12_{-1,5}^{+1,6}$ K comme aux plus fortes pressions.

Dans l'hémisphère sud, en automne, la température décroît des moyennes latitudes aux pôles à tous les niveaux de pression. À cette saison, entre 1 hPa et 0,1 hPa, la

température mesurée à 50°S est bien plus froide que celles des latitudes environnantes. Ce point sera discuté dans la section suivante. Le gradient méridien de température entre les basses et les hautes latitudes est moins élevé dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord à 10 hPa et 1 hPa. À 0,1 hPa, les gradients méridiens des deux hémisphères sont comparables. Dans l'hémisphère sud, entre 10 hPa et 0,1 hPa, la différence de température entre les deux saisons est globalement négligeable (aux erreurs de mesure près). Puis, au-dessus de 0,1 hPa, l'atmosphère se refroidit fortement entre l'été et l'automne. Cette tendance ne s'applique pas à 70°S, où l'atmosphère se refroidit de 12 K de l'été à l'automne, à tous les niveaux de pression sondés. La forte augmentation de température observée pendant l'été austral entre les moyennes latitudes australes et 70°S à 10 hPa et à 1 hPa (par exemple $13^{+1,0}_{-2,0}$ K à 10 hPa) disparaît en automne. À cette saison, les températures sont quasi-homogènes entre les moyennes et les hautes latitudes australes.

4.2.3 Comparaison avec d'autres études

Fletcher et al. (2010) et Sinclair et al. (2013) ont étudié l'évolution saisonnière de la température (de 2004 à 2010) à l'aide d'observations CIRS au nadir, dans les gammes de pression 250-80 hPa et 5-0,5 hPa. Lors de ces observations au nadir, dans chaque jeu de données, plusieurs latitudes (généralement comprises entre l'équateur et le pôle) ont été sondées simultanément avec une résolution spatiale de 2°. Ainsi, les observations analysées par Fletcher et al. (2010) et Sinclair et al. (2013) couvrent l'ensemble des latitudes. L'acquisition de ces jeux de données a duré entre 11 et 22 heures, pendant lesquelles l'ensemble des longitudes ont été observées. Ainsi Fletcher et al. (2010); Sinclair et al. (2013) présentent des moyennes zonales de la température aux latitudes observées. Dans la figure 4.4, je compare leurs résultats avec les miens et ceux de Guerlet et al. (2009) obtenus à partir de données CIRS au limbe à 2 hPa, où la sensibilité des données nadir à la température est maximale.

Globalement, les résultats des mesures au limbe sont en bon accord avec ceux des mesures au nadir. Dans l'hémisphère nord, les températures mesurées au printemps boréal à partir des observations au limbe et au nadir suivent la même évolution de l'équateur au pôle. Pour la plupart des latitudes observées, les températures que j'ai mesurées sont similaires à celles mesurées par Sinclair et al. (2013), aux barres d'erreur près. On peut toutefois noter quelques différences à 25°N, 30° et 70°N, où les températures mesurées au limbe sont plus élevées que celles mesurées au nadir (différence de température de l'ordre de 5 K). Ces différences peuvent être dues au fait que les observations au limbe présentées ici ont été réalisées près d'un an après les observations au nadir de

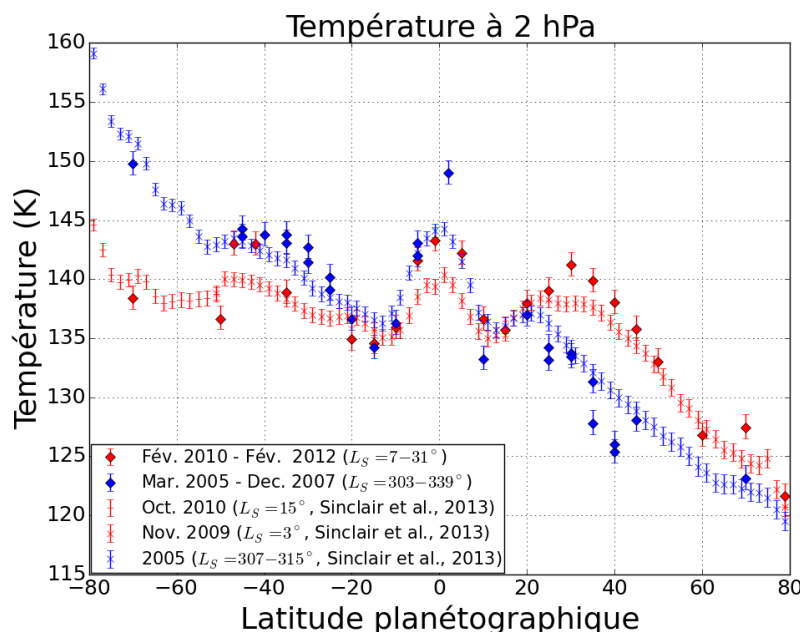


FIGURE 4.4 – Comparaison entre les températures mesurées à partir d’observations CIRS au limbe (losanges) et celles mesurées grâce aux observations nadir de [Fletcher et al. \(2010\)](#) et [Sinclair et al. \(2013\)](#) (croix et tirets) à 2 hPa. Les points rouges représentent les mesures effectuées au printemps de l’hémisphère nord. Celles effectuées en hiver sont représentées en bleu.

[Sinclair et al. \(2013\)](#). Ainsi, ces différences de températures seraient dues à l’évolution des températures au cours du printemps boréal et indiqueraient une accentuation du contraste de température entre les basses et les hautes latitudes au cours de cette saison.

Il y a quelques désaccords autour de l’équateur. [Fletcher et al. \(2010\)](#) et [Sinclair et al. \(2013\)](#) ont montré que ces différences sont dues à l’oscillation équatoriale, dont la structure verticale n’est pas résolue sur la même échelle verticale suivant le type d’observations. En effet, les kernels des données au nadir couvrent presque deux décades de pression et ont donc une plus grande étendue verticale que ceux des données au limbe. Les données au nadir résolvent donc moins bien les petites structures verticales associées à l’oscillation équatoriale. De plus, contrairement aux données au limbe, les données nadir ne permettent pas de mesurer la température à des pressions inférieures à 0,5 hPa et celle-ci pourrait peut-être affecter les mesures au nadir.

Dans l’hémisphère sud, les mesures au nadir montrent un refroidissement entre l’été austral et l’automne. Cependant, à 42°S et 47°S, j’ai mesuré des températures plus élevées que [Fletcher et al. \(2010\)](#) en automne et une absence de changement saisonnier de la température. Par contre, à 70°S, 50°S et 35°S, les températures mesurées en

automne à partir des données au limbe sont proches de celles mesurées au nadir. Il est possible que les moyennes latitudes australes puissent être sujettes à un phénomène local tel que des ondes atmosphériques. À 2 hPa, ces ondes auraient une amplitude de l'ordre de 7 K. Les données au limbe sondent une gamme limitée de longitudes (de l'ordre de 5°). Les températures mesurées à partir de ces données sont donc plus susceptibles d'être affectées par la propagation d'une onde que les températures publiées par [Fletcher et al. \(2010\)](#) et [Sinclair et al. \(2013\)](#) qui sont représentatives des moyennes zonales de températures. Cela signifierait que les résultats des mesures au limbe à ces latitudes ne sont pas totalement représentatives de l'évolution saisonnière globale de l'hémisphère sud. D'autres études indiquent la présence d'ondes atmosphériques dans la stratosphère. Par exemple, [Orton et al. \(2013\)](#) ont détecté des ondes dans l'hémisphère sud (entre 15°S et 45°S) entre 5 hPa et 0,5 hPa en utilisant des données Cassini/CIRS, VLT/VISIR et Subaru/COMICS acquises de 2003 à 2009. Ces ondes ont une amplitude comprise entre 2 K et 6 K. Par ailleurs, [Guerlet et al. \(2009\)](#) ont également trouvé des indices de la présence d'ondes atmosphériques, puisque les températures mesurées à partir de données limbe à 5°S et 15°S variaient de 7 K à 15 K à 0,01 hPa entre des jeux de données séparés d'un an, ce qui est trop court compte tenu des constantes de temps radiatives pour observer de telles variations saisonnières. Pour confirmer ces tendances, il faudrait effectuer d'autres études observationnelles (à l'aide de Cassini/CIRS par exemple) qui permettraient de caractériser de manière plus exhaustive les ondes atmosphériques dans la stratosphère.

4.3 Évolution saisonnière de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8

4.3.1 Distributions verticales de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8

La figure 4.5 montre deux exemples de profils verticaux d'éthane, d'acétylène et de propane mesurés à 40°N (à $L_S = 12^\circ$) et 42°S (à $L_S = 31^\circ$), ainsi que leur comparaison avec les résultats de [Guerlet et al. \(2009\)](#) (à $L_S = 321^\circ$). Je les ai sélectionnés car ils sont représentatifs de l'évolution des abondances de ces hydrocarbures dans chaque hémisphère. À 40°N , les rapports de mélange d'éthane et d'acétylène restent à peu près constants de l'hiver au printemps. À 42°S , aux pressions supérieures à 1 hPa, l'évolution saisonnière des abondances d'éthane et d'acétylène est négligeable. Cependant, à plus basse pression, les abondances de ces deux hydrocarbures augmentent fortement. Par exemple, les rapports de mélanges de C_2H_2 et de C_2H_6 sont doublés (à $^{+25\%}_{-22\%}$ pour C_2H_6 et $^{+27\%}_{-22\%}$ pour C_2H_2) à 0,1 hPa, entre l'été austral et l'automne. Dans les deux hémisphères, le profil vertical de propane varie peu en fonction de la saison. À 40°N et 42°S , les abondances de C_3H_8 sont constantes (aux barres d'erreur près) d'une saison à

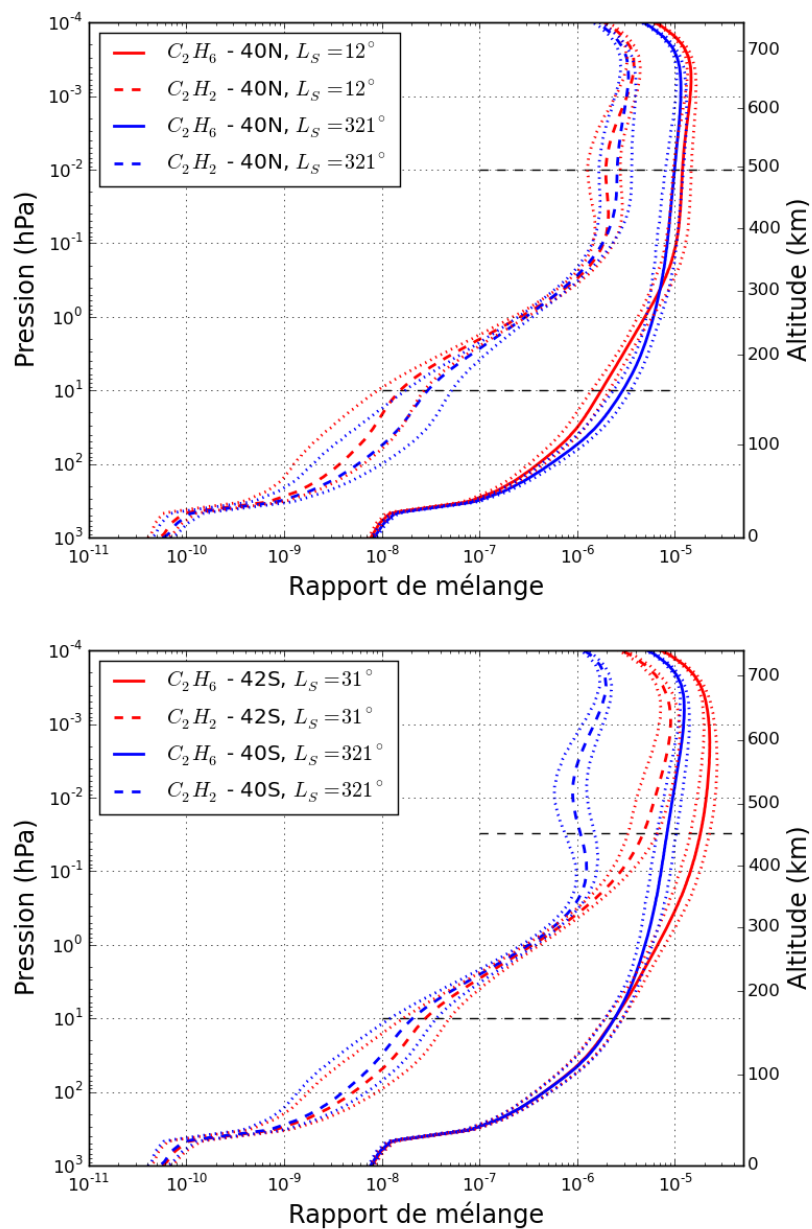


FIGURE 4.5 – Profils d’abondance d’éthane (trait plein) et d’acétylène (tirets), mesurés à $40^\circ N$ (en haut) et $42^\circ S$ (en bas). Le rouge correspond aux données acquises au printemps boréal et le bleu à celles de l’hiver boréal (Guerlet et al. 2009). Les pointillés représentent l’enveloppe d’erreur des profils. Les tirets noirs représentent les limites de sensibilité des données.

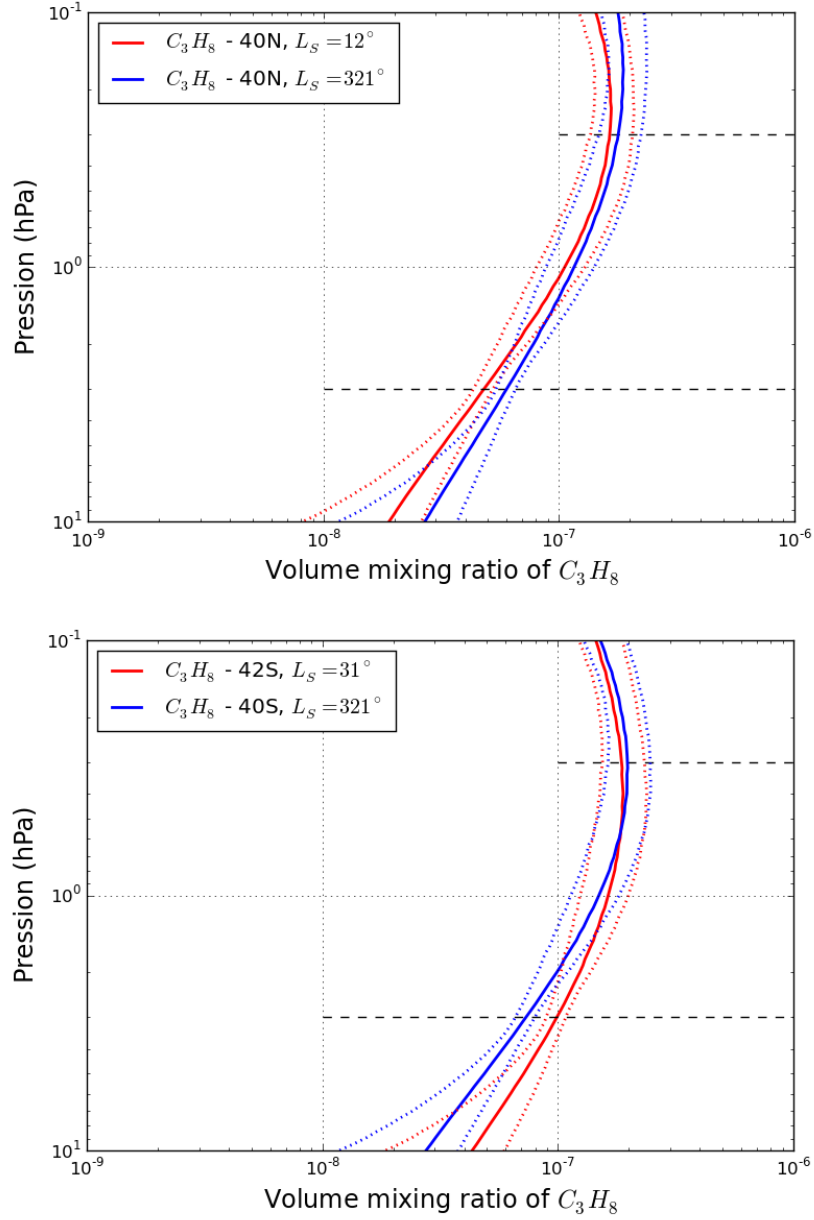


FIGURE 4.6 – Profils d’abondance de propane, mesurés à 40°N (en haut) et 42°S (en bas). Le rouge correspond aux données acquises au printemps boréal et le bleu à celles de l’hiver boréal (Guerlet et al. 2009). Les pointillés représentent l’enveloppe d’erreur des profils. Les tirets noirs représentent les limites de sensibilité des données.

l'autre dans la gamme de pressions sondée.

4.3.2 Distributions méridiennes de C₂H₆, C₂H₂ et C₃H₈

Les figures 4.7, 4.8 et 4.9 montrent les distributions méridiennes des hydrocarbures ainsi que leur évolution saisonnière.

- À 1 hPa, les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane n'ont pratiquement pas changé d'une saison à l'autre. Leurs distributions méridiennes sont remarquablement constantes (à $\pm 19\%$ près pour C₂H₆, à $\pm 18\%$ près pour C₂H₂ et à $\pm 22\%$ près pour C₃H₈) entre l'hiver boréal et le printemps. Les gradients méridiens des abondances de ces hydrocarbures sont différents aux deux saisons observées. Le rapport de mélange d'acétylène décroît de l'équateur vers les pôles. En revanche, l'éthane et le propane sont distribués de façon homogène en latitude. Les mesures à 42°S, 47°S, 50°S, 70°N et 79°N réalisées pendant le printemps boréal semblent montrer une augmentation marginale des abondances du propane vers le pôle sud et de l'éthane vers les deux pôles.
- À 0,1 hPa, pendant le printemps de l'hémisphère nord, les distributions méridiennes d'acétylène et d'éthane évoluent de la même façon. Les maxima de concentrations se situent à l'équateur et diminuent vers les hautes latitudes dans l'hémisphère nord. Dans l'hémisphère sud, les distributions de ces deux hydrocarbures présentent un minimum local vers 35°S. Les variations saisonnières des abondances d'acétylène et d'éthane sont négligeables pour la plupart des latitudes sondées. Cependant, aux moyennes latitudes sud (42°S-50°S), les rapports de mélange d'éthane et d'acétylène augmentent significativement entre les deux saisons (de $107^{+25\%}_{-22\%}$ pour l'éthane et de $130^{+27\%}_{+22\%}$ pour l'acétylène).
- À 0,01 hPa, de 20°N à 79°N et de 20°S à 35°S, les rapports de mélange de l'éthane et de l'acétylène sont à peu près constants aux barres d'erreur près ($\pm 23\%$ pour C₂H₆ et $\pm 40\%$ pour C₂H₂). Pendant l'hiver boréal, les distributions méridiennes des hydrocarbures étaient asymétriques : dans l'hémisphère sud, les abondances d'éthane et d'acétylène étaient plus faibles que dans l'hémisphère nord. Au printemps, comme je n'ai pas pu mesurer les abondances de ces hydrocarbures au-delà de 35°S, il est difficile de comparer les distributions méridiennes d'hydrocarbures entre les deux hémisphères. On peut voir que les abondances d'éthane et d'acétylène à 15°S et 20°S sont plus faibles que celles mesurées à 15°N et 20°N, tandis que les abondances mesurées à 35°S et 35°N sont identiques aux barres d'erreur près.

En résumé, à 1 hPa, les abondances d'hydrocarbures sont constantes (à $\pm 19\%$ pour C₂H₆, $\pm 18\%$ pour C₂H₂ et $\pm 22\%$ pour C₃H₈) de l'hiver au printemps. Aux deux saisons,

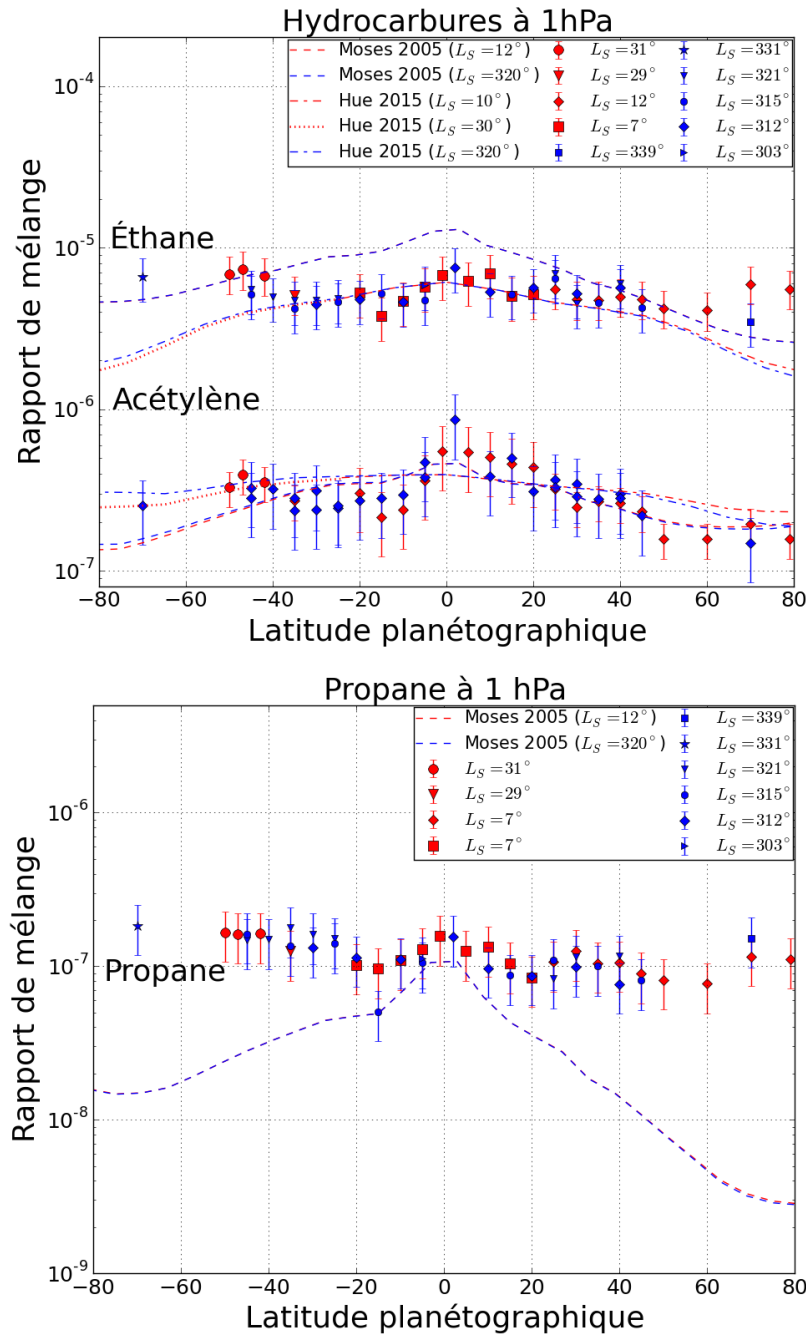


FIGURE 4.7 – Distributions méridiennes d'éthane, d'acétylène et de propane à 1 hPa. Les points rouges correspondent aux données acquises durant le printemps boréal tandis que les points bleus correspondent aux mesures faites durant l'hiver boréal par [Guerlet et al. \(2009\)](#). Les tirets représentent les abondances prédites par le modèle photochimique de [Moses and Greathouse \(2005\)](#). Les pointillés et les points-tirets représentent les prédictions du modèle photochimique de [Hue et al. \(2015\)](#).

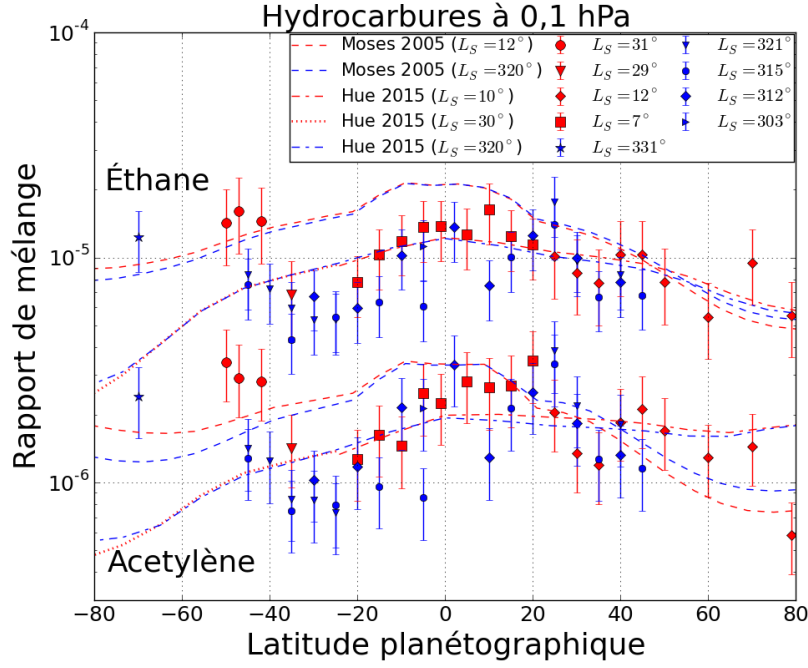


FIGURE 4.8 – Distributions méridiennes d'éthane et d'acétylène à 0,1 hPa. Les points rouges correspondent aux données acquises durant le printemps boréal tandis que les points bleus correspondent aux mesures faites durant l'hiver boréal par [Guerlet et al. \(2009\)](#). Les tirets représentent les abondances prédites par le modèle photochimique de [Moses and Greathouse \(2005\)](#). Les pointillés et les points-tirets représentent les prédictions du modèle photochimique de [Hue et al. \(2015\)](#).

la distribution d'acétylène diffère des distributions d'éthane et de propane. Aux plus faibles pressions, les distributions méridiennes d'acétylène et d'éthane ainsi que leurs variations saisonnières sont similaires.

4.3.3 Comparaison des abondances mesurées avec des modèles photochimiques

Dans les figures 4.7, 4.8 et 4.9, les abondances mesurées de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8 sont comparées avec les prédictions des modèles photochimiques saisonniers de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) et [Hue et al. \(2015\)](#). Ces modèles prennent en compte les diffusions moléculaire et turbulente ainsi que les effets de l'ombre des anneaux, mais n'incluent pas le transport méridien des hydrocarbures par l'advection et la turbulence. Le modèle de [Hue et al. \(2015\)](#) prend en compte les variations saisonnières et latitudinales de la température dans le calcul des abondances des différentes espèces, tandis que dans le modèle de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) la température est constante et uniforme en latitude. Le modèle de [Hue et al. \(2015\)](#) n'inclut pas le propane à cause du manque de contraintes expérimentales sur sa chimie, contrairement à celui de [Moses and](#)

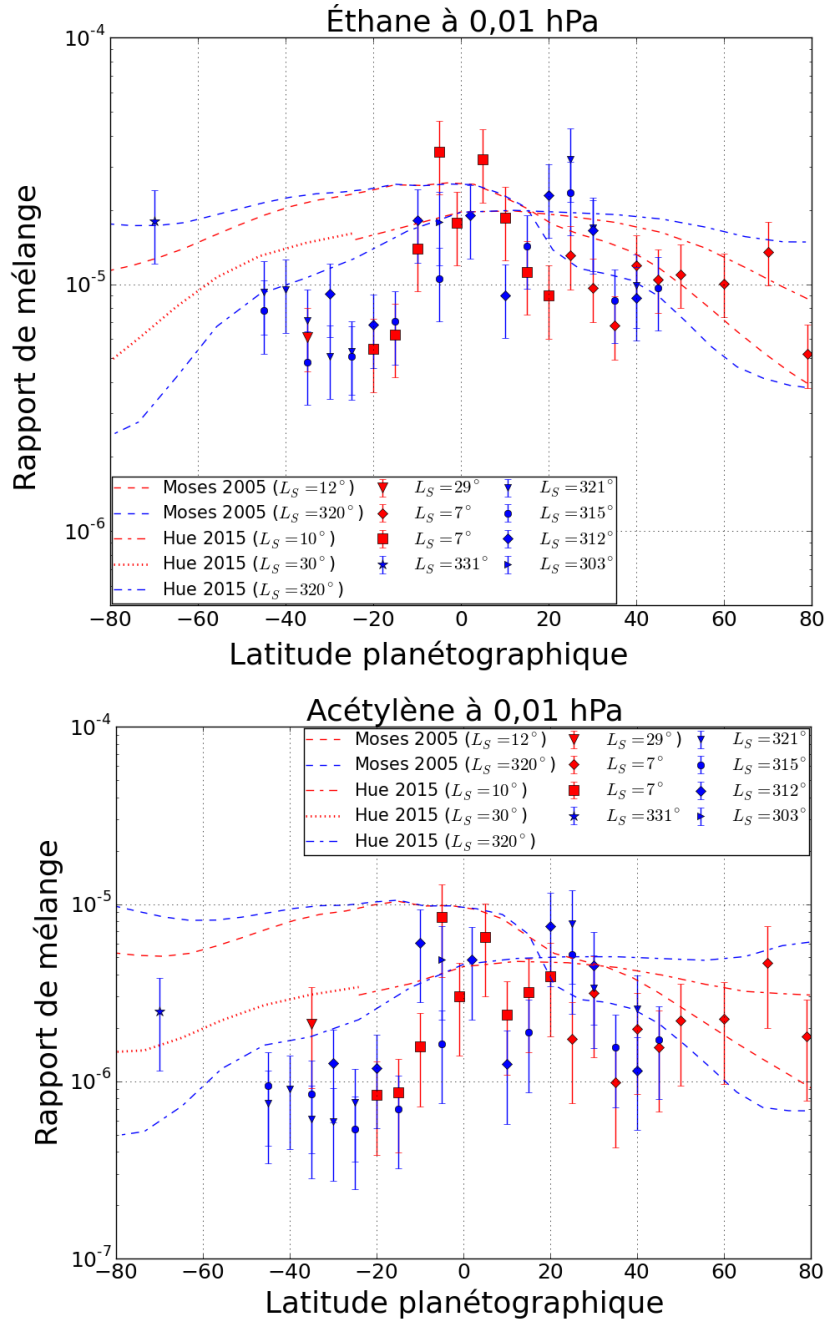


FIGURE 4.9 – Distributions méridiennes d'éthane et d'acétylène à 0,01 hPa. Les points rouges correspondent aux données acquises durant le printemps boréal tandis que les points bleus correspondent aux mesures faites durant l'hiver boréal par [Guerlet et al. \(2009\)](#). Les tirets représentent les abondances prédites par le modèle photochimique de [Moses and Greathouse \(2005\)](#). Les pointillés et les points-tirets représentent les prédictions du modèle photochimique de [Hue et al. \(2015\)](#).

Greathouse (2005).

À 1 hPa, on peut voir que les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane ont peu de variations saisonnières, comme prédit par les modèles photochimiques. En effet, à ce niveau de pression, leurs temps de vie photochimiques sont bien supérieurs à la durée d'une année de Saturne. De ce fait, on ne s'attend pas à ce que leurs abondances soient influencées par les variations saisonnières d'insolation. Par ailleurs, à 1 hPa, les modèles de Moses and Greathouse (2005); Hue et al. (2015) prédisent que les abondances des hydrocarbures sont principalement contrôlées par l'insolation moyenne annuelle. Ainsi, ces modèles prévoient que les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane diminuent de l'équateur vers les pôles. Mes mesures, ainsi que celles de Guerlet et al. (2009), montrent que les abondances d'éthane et de propane ne suivent pas cette tendance et que leurs distributions méridiennes sont homogènes. En revanche, la distribution mesurée pour l'acétylène suit bien la tendance prévue par le modèle de Moses and Greathouse (2005). Dans le modèle de Hue et al. (2015), le gradient méridien des abondances d'acétylène est plus faible que celui mesuré. Les différences entre les distributions de l'éthane et du propane et celle de l'acétylène seraient dues à de la diffusion méridienne, peut-être liée à de la circulation à grande échelle (hypothèse formulée par Howett et al. (2007); Hesman et al. (2009); Guerlet et al. (2009)) qui transporterait les hydrocarbures sur une échelle de temps plus longue que le temps de destruction photochimique de l'acétylène (~ 3 ans, selon Moses and Greathouse (2005)). Ainsi les molécules d'acétylène seraient détruites avant d'être redistribuées par cette circulation méridienne. Par contre, son échelle de temps serait plus courte que les temps de destruction photochimique de l'éthane (~ 950 ans, selon Moses and Greathouse (2005)) et du propane. À partir de l'échelle de temps T de la circulation méridienne, on peut estimer le coefficient de mélange méridien K_{yy} à 1 hPa qui caractérise la diffusion des espèces par la dynamique atmosphérique :

$$K_{yy} = \frac{L^2}{T} \quad (4.1)$$

où L est la longueur typique sur laquelle va s'effectuer le mélange. Comme la circulation méridienne redistribue les hydrocarbures de l'équateur vers les pôles, $L = \frac{\pi R_S}{2}$ (où R_S désigne le rayon équatorial de Saturne). En appliquant la formule (4.1) on a :

- Avec le temps photochimique de destruction de l'éthane $T \simeq 950$ ans :

$$K_{yy} = 3,0 \times 10^9 \text{ cm}^2/\text{s}$$

- Avec le temps de destruction photochimique de l'acétylène $T \simeq 3$ ans :

$$K_{yy} = 9,5 \times 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$$

- Avec la période de révolution de Saturne $T = 29,5$ ans :

$$K_{yy} = 9,6 \times 10^{10} \text{ cm}^2/\text{s}$$

La première et la troisième valeur de K_{yy} sont inférieures à celles déterminées pour Jupiter ($K_{yy} = 2 - 5 \times 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$) entre 0,5 hPa et 1 hPa (Moreno et al. 2003; Griffith et al. 2004), ce qui indiquerait un transport plus lent que sur Jupiter. La valeur basée sur le temps de destruction photochimique de l'acétylène est par contre un peu plus élevée que celle déterminée pour Jupiter. La gamme des valeurs déterminées pour K_{yy} est assez large, à cause de la grande différence entre les deux temps photochimiques de destruction considérés. On peut également noter que la détermination de ces temps repose sur l'hypothèse selon laquelle l'évolution des abondances de ces espèces est régie par des processus physico-chimiques non couplés (comm. priv. de V. Hue et J. Moses) , ce qui peut être une source d'erreur.

Même si la distribution méridienne d'éthane mesurée à 1 hPa n'est pas reproduite par le modèle photochimique, les abondances mesurées sont du même ordre de grandeurs que celles prédites par le modèle de Moses and Greathouse (2005) et en très bon accord avec les prédictions de Hue et al. (2015) entre 40°S et 50°N. À l'inverse, les mesures des rapports de mélange du propane sont significativement plus élevées que les prédictions du modèle photochimique de Moses and Greathouse (2005). Par exemple, à 79°N, il y a un facteur ~ 33 entre la mesure et la prévision du modèle. Cela signifie que la photochimie du propane n'est pas très bien contrainte. Seules de nouvelles études expérimentales de la cinétique des réactions impliquant le propane pourraient permettre de compléter les modèles photochimiques de façon à ce qu'ils reproduisent mieux les abondances de cette espèce.

À 0,1 hPa, les abondances mesurées pour l'éthane et l'acétylène varient globalement assez peu d'une saison à l'autre, ce qui est cohérent avec les prédictions des deux modèles photochimiques. On note toutefois une exception aux moyennes latitudes australes (42°S-50°S), où les abondances mesurées ont augmenté significativement de l'été à l'automne. Bien que les deux modèles photochimiques prédisent des abondances similaires, on peut remarquer que les prédictions de Hue et al. (2015) sont en meilleur accord avec celles qui ont été mesurées aux deux saisons, en particulier de 40°S à 70°N. Cependant, les abondances d'éthane et d'acétylène mesurées entre 42°S et 50°S en au-

tomne et à 70°S en été sont plus proches des prédictions de [Moses and Greathouse \(2005\)](#).

À 0,01 hPa, les distributions méridiennes prédites par les deux modèles photochimiques sont assez différentes. En effet, pour les deux saisons présentées, le modèle de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) prédit des abondances d'éthane et d'acétylène plus élevées dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord tandis que le modèle de [Hue et al. \(2015\)](#) prédit le contraire. Les variations saisonnières des abondances d'éthane et d'acétylène prédites par [Hue et al. \(2015\)](#) sont également plus marquées que celles prédites par [Moses and Greathouse \(2005\)](#). [Hue et al. \(2015\)](#) montrent que ces différences sont dues au fait que leur modèle prend en compte les variations saisonnières de température. Le fait d'inclure ces variations de température dans le modèle augmente la vitesse de diffusion verticale à cause de la contraction des colonnes d'air au cours de l'hiver. Ainsi, les espèces photochimiques produites à plus faibles niveaux de pression, là où les variations saisonnières d'insolation sont les plus marquées, se diffusent plus vite vers le niveau de pression 0,01 hPa, ce qui réduit les retards de phase entre l'insolation et les variations saisonnières des abondances de C₂H₆ et C₂H₂, et accentuent ces variations. Dans l'hémisphère nord, le modèle de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) est en légèrement meilleur accord avec les abondances d'éthane et d'acétylène mesurées au printemps que le modèle de [Hue et al. \(2015\)](#). Dans l'hémisphère sud, les deux modèles surestiment les abondances de ces deux hydrocarbures, mais cette fois-ci, c'est le modèle de [Hue et al. \(2015\)](#) qui est le plus proche des mesures.

Par ailleurs, à 0,01 hPa, on peut remarquer une asymétrie dans les distributions d'éthane et d'acétylène mesurées à 0,01 hPa : les abondances mesurées dans l'hémisphère sud sont plus faibles que celles mesurées dans l'hémisphère nord. [Guerlet et al. \(2009\)](#) ont remarqué cette asymétrie dans leurs mesures au limbe des abondances de C₂H₆ et de C₂H₂ et l'ont interprétée comme un effet d'une forte circulation méridienne de l'hémisphère d'été vers l'hémisphère d'hiver. Cette asymétrie est également présente dans les prédictions du modèle de [Hue et al. \(2015\)](#) et semble moins marquée que dans les mesures, mais la comparaison est délicate à cause des barres d'erreur des mesures. De ce fait cette asymétrie pourrait être causée par la photochimie et renforcée par la circulation méridienne proposée par [Guerlet et al. \(2009\)](#). Si tel est le cas, on s'attend à ce que les distributions méridiennes de ces hydrocarbures changent à la saison suivante, ce qui n'est pas le cas dans mes observations. Cependant [Moses and Greathouse \(2005\)](#) ont montré que la combinaison des échelles de temps de diffusion verticale et des temps de vie des espèces photochimiques pouvait introduire des retards de phase dans les variations saisonnières des rapports de mélange. De ce fait, la circulation méridienne suggérée par [Guerlet et al. \(2009\)](#) pourrait s'être arrêtée au printemps, même si cela ne se reflète pas encore dans les distributions méridiennes des hydrocarbures.

Dans la section 4.3.2, j'ai présenté un maximum local des distributions d'acétylène et d'éthane, se situant vers 25°N à 0,01 hPa durant l'hiver de l'hémisphère nord et qui a disparu au printemps. La figure 4.9 montre que le modèle photochimique de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) prévoit l'évolution opposée entre les deux saisons, c'est-à-dire un enrichissement en hydrocarbures à cette latitude au printemps. Le modèle de [Hue et al. \(2015\)](#) prédit peu de variations saisonnières des rapports de mélange d'éthane et d'acétylène à cette latitude. La présence de ce maximum local à 25°N a été interprété comme un indice de la présence d'une subsidence locale sous l'ombre des anneaux ([Guerlet et al. 2009](#)), liée à la présence d'une cellule de Hadley saisonnière, présente dans le modèle de circulation générale de [Friedson and Moses \(2012\)](#). Selon [Friedson and Moses \(2012\)](#), cette circulation mue par les différences d'insolation entre les différentes latitudes, se caractérise par une ascendance près de l'équateur, puis une circulation méridienne de l'hémisphère d'été vers celui d'hiver et enfin une subsidence centrée à 25° dans l'hémisphère d'hiver. L'évolution mesurée entre les deux saisons pourrait être due à un arrêt de cette subsidence au printemps et à une dissipation de ce maximum d'hydrocarbures par diffusion verticale. En effet, l'échelle de temps typique pour la diffusion verticale à 0,01 hPa est de 0,6 ans ([Moses and Greathouse 2005](#)) tandis que nos observations et celles de [Guerlet et al. \(2009\)](#) sont séparées par environ 5 ans.

4.3.4 Comparaison avec de précédentes études

La figure 4.10 présente la comparaison des mesures CIRS au limbe des abondances d'éthane et d'acétylène avec celles faites à partir d'observations CIRS au nadir de [Sinclair et al. \(2013\)](#). On peut voir qu'il y a quelques désaccords entre ces deux séries de mesures. Les mesures des abondances d'éthane réalisées pendant l'hiver de l'hémisphère nord sont en bon accord avec les mesures au nadir. Par contre les résultats obtenus au printemps de l'hémisphère nord sont différents. Les mêmes différences semblent être présentes pour les mesures d'acétylène mais comme les barres d'erreur sont plus grandes, la comparaison entre les deux études est plus délicate. [Sinclair et al. \(2013\)](#) ont observé un enrichissement général des abondances d'éthane dans l'hémisphère nord de l'hiver au printemps, tandis que mes résultats montrent que les abondances sont constantes d'une saison à l'autre. Ils ont également mesuré une augmentation des abondances d'éthane et d'acétylène à 25°N , qui n'apparaît pas dans les résultats de mes observations au limbe. Cependant, l'appauvrissement en hydrocarbures à 15°S est présent dans ces deux jeux d'observations, même s'il est plus fort dans les mesures au limbe que dans celles au nadir (diminution des abondances d'éthane de 55% pour les données au limbe contre 17% pour les données nadir). Cependant, des problèmes d'étalonnage ont été identifiés dans les jeux de données au nadir acquis pendant le printemps de l'hémisphère nord

(communication privée de L. Fletcher). Leur influence sur les inversions effectuées par Sinclair et al. (2013) est en cours d'étude.

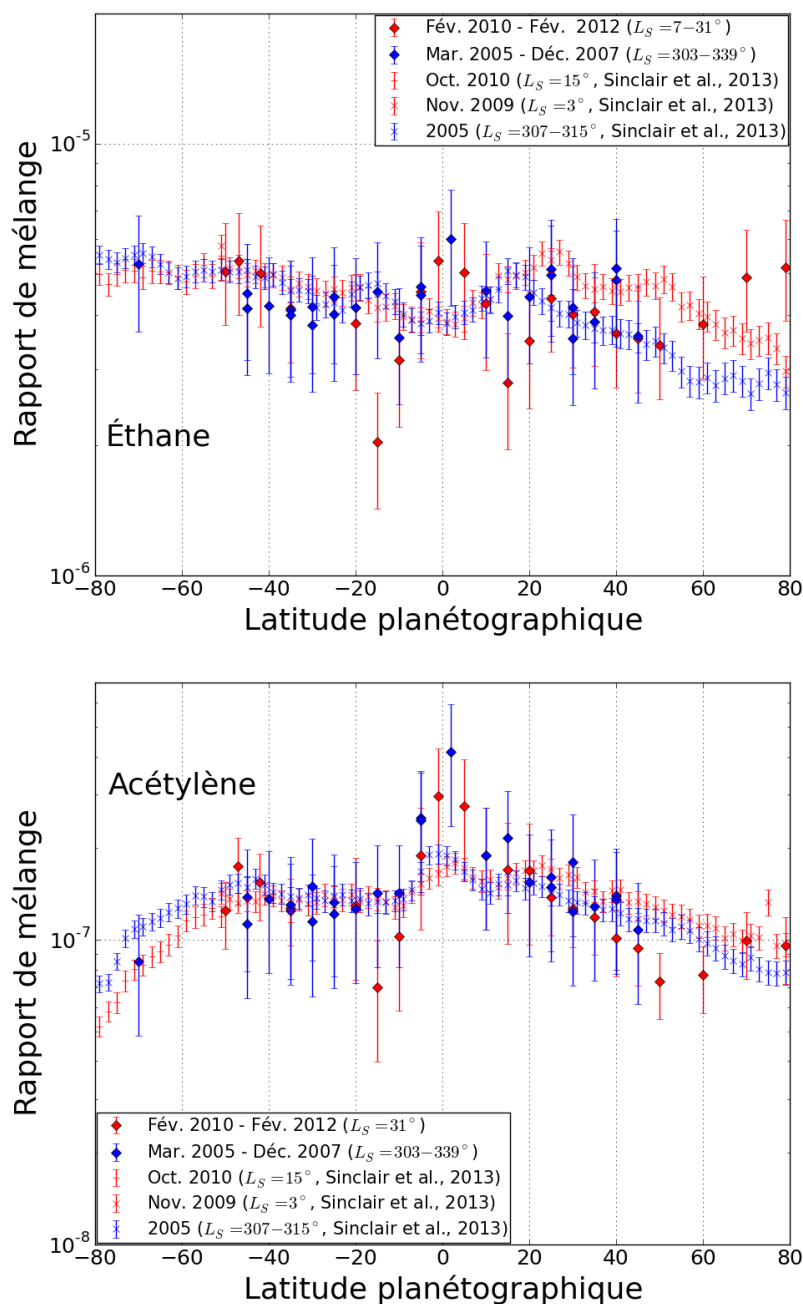


FIGURE 4.10 – Comparaison des mesures CIRS au limbe (losanges) des abondances de C_2H_6 et de C_2H_2 avec celles au nadir (croix et tirets) de Sinclair et al. (2013). Les points rouges représentent les mesures effectuées au printemps de l'hémisphère nord. Celles effectuées en hiver sont représentées en bleu.

J'ai également comparé mes résultats avec ceux de d'autres observations de la stratosphère de Saturne. Dans Sinclair et al. (2014), les auteurs comparent des ob-

servations Voyager/IRIS ($L_S = 8^\circ$, 1980) et Cassini/CIRS ($L_S = 14^\circ$, 2009 et 2010), acquises pendant le printemps boréal. À partir des observations Voyager/IRIS, ils trouvent un enrichissement local de l'acétylène de 15°S à 25°S à 2 hPa. Cependant, ils ne retrouvent pas cet enrichissement local dans les résultats de leurs observations Cassini/CIRS. Mes mesures du rapport de mélange de l'acétylène à 20°S ($L_S = 31^\circ$) à 2 hPa sont en accord avec les mesures CIRS de [Sinclair et al. \(2014\)](#). [Sinclair et al. \(2014\)](#) ont expliqué que cette différence entre les mesures Voyager/IRIS et Cassini/CIRS pourrait être due à une différence de phase de l'oscillation équatoriale de Saturne entre les deux observations, qui se traduirait par des forçages dynamiques différents des basses latitudes. Cette explication n'est pas cohérente avec mes mesures de l'évolution saisonnière des abondances d'hydrocarbures. En effet, j'ai mesuré peu de variations saisonnières des abondances d'éthane et d'acétylène à 2 hPa, alors que [Guerlet et al. \(2011\)](#) ont mesuré une évolution de la phase de l'oscillation équatoriale de Saturne entre 2006 et 2010.

Par ailleurs, [Greathouse et al. \(2005\)](#) ont effectué des observations IRTF/TEXES en 2002 ($L_S = 270^\circ$) et ont montré que les observations d'éthane augmentent légèrement de l'équateur au pôle sud à 2 hPa. J'ai mesuré une tendance similaire entre 15°N et 79°N à 2 hPa (voir figure 4.10) et à 1 hPa (voir figure 4.7). Dans [Greathouse et al. \(2006\)](#), les auteurs ont mesuré une abondance constante de propane de 20°S à 80°S à 5 hPa. Mes résultats montrent qu'à 1 hPa (voir figure 4.7) et 5 hPa, le propane est distribué de façon homogène, avec une augmentation marginale des rapports de mélange de l'équateur au pôle sud. Mes résultats sont donc en bon accord avec ceux de [Greathouse et al. \(2005, 2006\)](#).

Un modèle radiatif-convectif pour Saturne

Dans ce chapitre, je présenterai le modèle radiatif-convectif développé afin d'adapter le GCM LMDZ à Saturne. Je détaillerai notamment comment j'ai implémenté l'effet de l'ombre des anneaux sur l'insolation. Enfin, les prédictions de ce modèle seront comparées aux résultats des observations au limbe Cassini/CIRS présentés dans le chapitre précédent.

Sommaire

5.1	Un modèle physique pour Saturne	91
5.2	Transfert radiatif	93
5.3	Diffusion verticale turbulente et ajustement convectif . . .	96
5.4	Implémentation de l'ombre des anneaux	97
5.4.1	Calcul de l'ombre des anneaux : méthode Bézard	99
5.4.2	Calcul de l'ombre des anneaux : méthode Capderou	105
5.4.3	Choix d'un modèle d'anneaux	106
5.5	Contributions radiatives et évolution saisonnière	115
5.5.1	Modèle radiatif-convectif 2D	115
5.5.2	Modèle radiatif-convectif 1D	119
5.5.3	Apport d'énergie par déferlement des ondes de gravité.	122

5.1 Un modèle physique pour Saturne

À l'instar des autres GCM (voir 1.5.3), LMDZ est constitué d'un cœur dynamique (LMDZ 5 (Hourdin et al. 2006), traité dans le chapitre suivant) qui permet de résoudre les équations primitives de la météorologie, couplé à un modèle physique, adapté à la planète étudiée (Mars (Forget et al. 1999), Titan (Hourdin et al. 1992) etc.). Au cours

de ma thèse, j'ai travaillé sur le modèle dit « générique » (LMDZ.GENERIC) dont l'ambition est d'étudier le climat d'une planète à partir de ses caractéristiques physiques, orbitales, chimiques et radiatives. Ainsi, pour adapter le modèle générique à Saturne, il faut tenir compte de :

- le rayon, la masse et l'aplatissement, la période de rotation : ces caractéristiques vont notamment permettre de calculer l'évolution de la gravité en fonction de la latitude et donc intervenir dans la dynamique atmosphérique (équilibre hydrostatique, convection...). L'aplatissement de Saturne est également prise en compte dans le calcul du flux solaire reçu à une latitude donnée.
- les caractéristiques orbitales de Saturne (demi-grand axe, excentricité...) : elles permettent de calculer le flux solaire reçu par Saturne à un instant donné
- l'obliquité : elle détermine l'amplitude des variations saisonnières d'insolation.
- la pression atmosphérique qui joue un rôle à la fois dans la dynamique atmosphérique et le transfert radiatif. Dans le modèle présenté ici, la grille de pression contient 64 niveaux compris entre 3000 hPa et 10^{-3} hPa, ce qui correspond à la haute troposphère et à la stratosphère.
- le flux d'énergie interne de Saturne (voir section 1.3.3) : c'est une source de chaleur significative dans la troposphère car ce flux représente 54% du flux solaire incident moyen
- la composition de l'atmosphère : la hauteur d'échelle qui détermine la structure verticale de l'atmosphère, dépend de la masse molaire de l'atmosphère. Il faut également connaître la capacité calorifique de l'atmosphère pour calculer les échanges énergétiques au sein de l'atmosphère. Enfin, les propriétés spectroscopiques des composants de l'atmosphère (bandes d'absorption, sections efficaces), et leurs abondances permettent de calculer les échanges radiatifs (absorption ou émission de certaines longueurs d'ondes) et les variations de température qu'ils provoquent. Cet aspect fera l'objet de la section 5.2.
- l'ombre des anneaux : elle atténue le flux solaire reçu pendant l'hiver. La diminution du flux solaire dépend de la latitude, de la longitude et des caractéristiques des anneaux (rayons, opacités). L'implémentation de cet effet sera détaillé dans la section 5.4. .

À partir de ces caractéristiques, notre équipe¹ a pu construire un modèle radiatif-convectif pour l'atmosphère de Saturne. Ce modèle a été implémenté en Fortran, comme

¹Sandrine Guerlet (chercheuse au LMD), Aymeric Spiga (co-directeur de thèse), Mikel Indurain (ingénieur de recherche au LMD) et moi-même

LMDZ. Le développement de ce modèle fait l'objet de l'article [Guerlet et al. \(2014\)](#).

5.2 Transfert radiatif

Cette partie du modèle permet de calculer les échanges radiatifs dus à l'insolation et à l'émission thermique infrarouge de Saturne. On prend en compte les principaux composants de l'atmosphère de Saturne : le dihydrogène, l'hélium, le méthane, l'éthane et l'acétylène. L'effet des constituants atmosphériques négligés dans le modèle (C_3H_8 , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, C_4H_2 , CH_3D) sur les températures est faible (1-2 K selon [Guerlet et al. 2014](#)). Les abondances d'hydrogène et d'hélium sont fixées respectivement à 0.86 et 0.1355, d'après les mesures de [Conrath and Gautier \(2000\)](#). Le rapport de mélange du méthane est fixé à $4,5 \times 10^{-3}$ (d'après les mesures de [Flasar et al. \(2005\)](#)) pour les pressions supérieures à 1000 hPa. Aux pressions inférieures à 1000 hPa, son rapport de mélange décroît avec l'altitude de façon à reproduire les effets de la photochimie et du mélange vertical ([Moses et al. 2000](#)). Pour l'éthane et l'acétylène, on fixe leurs abondances en prenant la moyenne des profils obtenus à 40°N et 40°S à partir des mesures CIRS au limbe de [Guerlet et al. \(2009\)](#).

À partir de cette composition, on peut calculer la transmission et l'absorption moyennes du rayonnement au sein de l'atmosphère pour des longueurs d'onde comprises entre 0,4 μm et 1 mm. Par exemple, l'absorption moyenne dans une gamme de longueur d'onde $\Delta\lambda$ (ou une gamme de nombre d'onde $\Delta\sigma$) est donnée par :

$$\bar{A}(n,s) = 1 - \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_1+\Delta\lambda} \exp(-k(\lambda)ns) d\lambda \quad (5.1)$$

\bar{A} dépend de la densité du milieu n et du chemin optique s . $k(\lambda)$ désigne le coefficient d'absorption du milieu à la longueur d'onde λ . On peut employer la méthode *line by line* (« raie par raie ») pour calculer \bar{A} . Elle consiste à calculer cette intégrale directement, en sommant des termes en $\exp(-k(\lambda)ns)d\lambda$ sur tout l'intervalle considéré :

$$\bar{A}(n,s) \simeq 1 - \frac{1}{\Delta\lambda} \sum_{i=1}^N \exp(-k(\lambda_i)ns) \Delta\lambda_i \quad (5.2)$$

N étant le nombre de termes choisi. Cependant, pour avoir un résultat précis, il faut un pas en longueur d'onde $\Delta\lambda_i$ suffisamment petit et sommer un grand nombre de termes. En effet, à cause des nombreuses bandes d'absorptions des différentes espèces présentes, les coefficients d'absorption varient rapidement en fonction de la longueur d'onde (voir figures 5.2 et 5.1). Cette opération sera donc assez coûteuse en temps de calcul, d'autant plus que l'absorption doit être calculée pour plusieurs pressions

et températures afin de correspondre à l'ensemble des conditions rencontrées dans l'atmosphère de Saturne. Cette méthode augmenterait donc significativement le temps de calcul nécessaire pour faire des simulations sur plusieurs années de Saturne avec le modèle radiatif-convectif et le GCM.

C'est pour cela que la méthode retenue pour le calcul de l'absorption et de la transmission est celle des *k*-corrélés (*correlated-k approximation*). Cette méthode repose sur le fait que quand on calcule l'absorption moyenne sur un intervalle $\Delta\lambda$, il est plus important de savoir quelle fraction de l'intervalle des longueurs d'onde aura une faible ou une forte absorption que de connaître précisément l'absorption pour chaque longueur d'onde de l'intervalle. Ainsi, on peut calculer (5.1) en triant les coefficients d'absorption $k(\lambda)$ du plus grand au plus petit pour obtenir leur fonction de répartition $g(k)$ (g est la fraction de l'intervalle et varie entre 0 et 1) et sa réciproque $k(g)$. La figure 5.1 montre un exemple de fonction $k(g)$. On peut maintenant calculer l'intégrale (5.1) en utilisant $k(g)$ au lieu de $k(\lambda)$ et comme $k(g)$ est monotone, on peut se contenter de sommer quelques termes (ici 16) pour estimer cette intégrale, ce qui représente un gain de temps considérable pour les simulations.

$$\bar{A}(n,s) = 1 - \int_0^1 \exp(-k(g)ns) dg \simeq 1 - \sum_{i=1}^N \exp(-k(g_i)ns) \Delta g_i \quad (5.3)$$

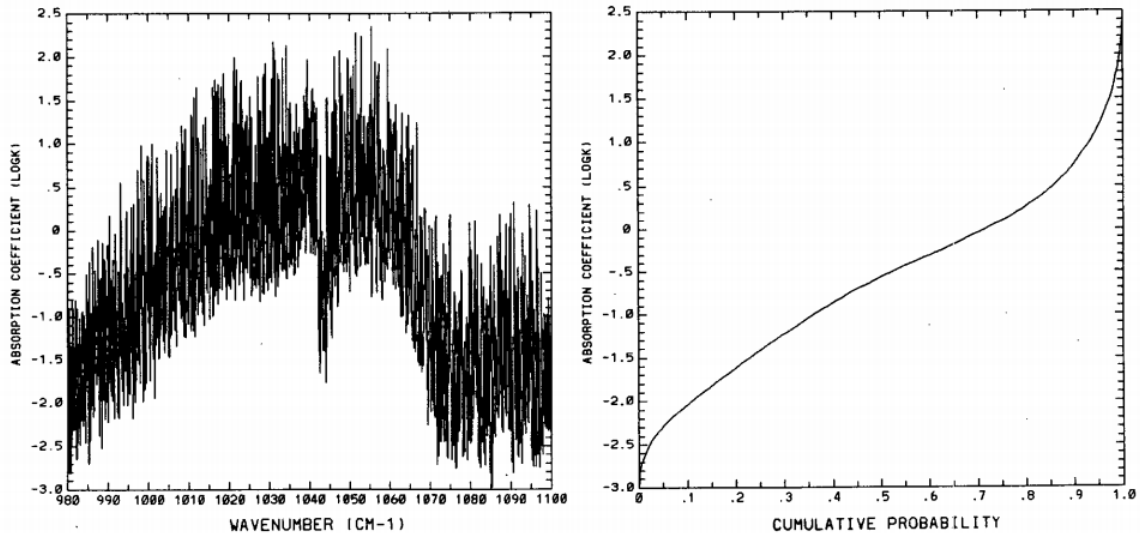


FIGURE 5.1 – Illustration de la méthode des *k*-corrélés. La figure de gauche représente le coefficient d'absorption en fonction du nombre d'onde $k(\sigma)$ dans la bande à $9,6 \mu\text{m}$ de l'ozon (à une pression de 25 hPa et une température de 220 K). La figure de droite montre $k(g)$, la réciproque de la fonction de répartition des coefficients d'absorption. Crédits : [Fu and Liou \(1992\)](#).

En pratique dans notre modèle radiatif-convectif de Saturne, les coefficients spec-

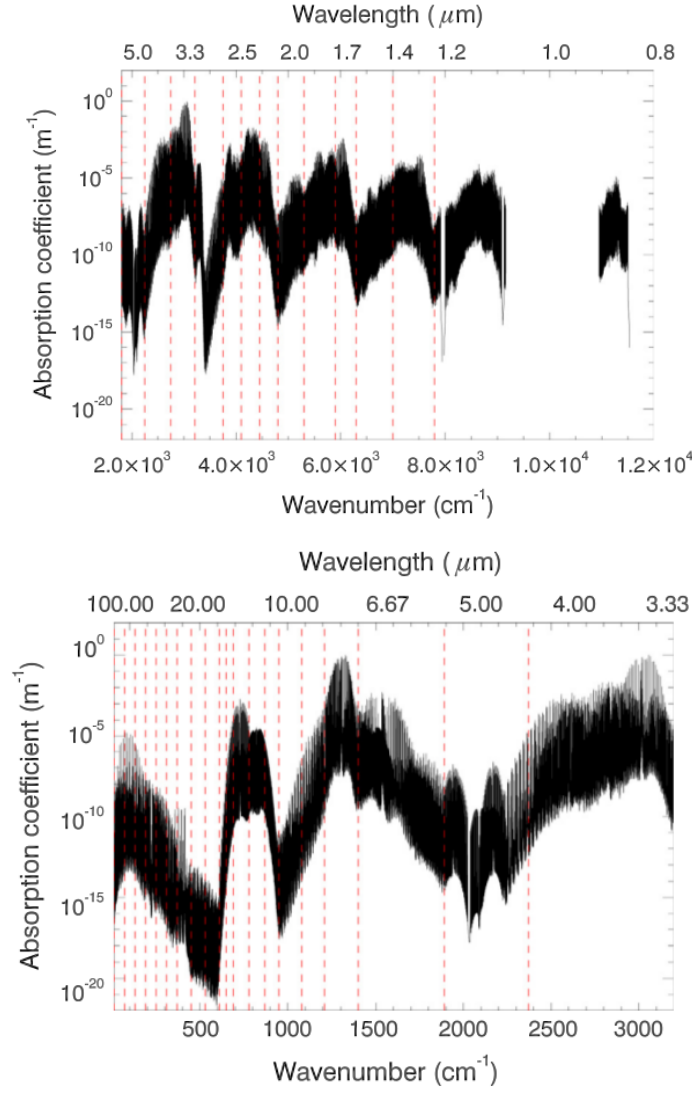


FIGURE 5.2 – Coefficients d’absorptions calculés par *kspectrum* dans la bande spectrale 0,8–5 μm (en haut) et dans la bande spectrale 3,33–100 μm (en bas), pour une pression de 1 hPa et une température de 160 K. Les tirets verticaux rouges représentent le découpage choisi pour le calcul de l’absorption moyenne avec la méthode des k-corrélés. Crédits : [Guerlet et al. \(2014\)](#)

traux $k(\lambda)$ ont été calculés à l’aide du code *kspectrum* pour douze températures (de 70 K à 400 K) et huit niveaux de pression différents (10000 hPa - 10⁻³ hPa) pour couvrir les conditions atmosphériques de Saturne et dans trois gammes de longueurs d’ondes : le « visible » (0,4 – 1,28 μm), le proche infrarouge (1,28 – 5,5 μm) et l’infrarouge thermique (5,5 – 100 μm). Les spectres ont été calculés en utilisant les récentes données spectroscopiques de la base de données HITRAN 2012 ([Rothman et al. 2013](#)) ainsi que la modélisation de l’absorption du rayonnement par le méthane dans les conditions atmosphériques des planètes joviennes de [Karkoschka and Tomasko \(2010\)](#). Pour chaque couple pression-température, les spectres peuvent être découpés en 12 sous-parties pour le visible, 18 sous-parties pour le proche infrarouge et 20 sous-parties pour l’infrarouge

thermique. Ce découpage a été choisi de façon à optimiser le temps de calcul tout en ayant une représentation réaliste du spectre de Saturne. Dans chacune de ces sous-parties, on calcule les absorptions moyennes par la méthode des k-corrélés. Des exemples de spectres sont représentés dans la figure 5.2.

La présence d'aérosols dans la stratosphère et dans la troposphère est également prise en compte, car ils influent sur la profondeur de pénétration du flux solaire et sur les niveaux de pression auxquels cette chaleur est absorbée. Dans le modèle, la contribution des aérosols est représentée par deux couches d'aérosols sphériques dont les caractéristiques sont indépendantes de la saison et de la latitude :

- une couche d'aérosols stratosphériques, optiquement mince, dont les particules ont un rayon de $0.1 \mu\text{m}$ et une opacité de $\tau = 0,1$
- une couche d'aérosols troposphériques, optiquement épaisse, dont les particules ont un rayon de $2 \mu\text{m}$ et une opacité de $\tau = 8$

Ces valeurs ont été choisies à partir d'études menées à l'aide d'observation Hubble et Cassini/ISS (Karkoschka and Tomasko 1993, 2005; Pérez-Hoyos et al. 2005; Muñoz et al. 2004).

Les flux sont calculés grâce à l'approximation *two stream* (Toon et al. 1989) qui consiste à calculer le transfert radiatif dans l'atmosphère en considérant un flux qui se propage vers le bas de l'atmosphère et un flux qui se propage vers le haut.

5.3 Diffusion verticale turbulente et ajustement convectif

Bien que la turbulence et la convection soient des phénomènes dynamiques, ils sont paramétrisés dans le modèle radiatif-convectif, car ces processus ont lieu à l'échelle sous-maille (c'est-à-dire à une échelle inférieure à la résolution spatiale du modèle) et vont donc influencer sur la température calculée par le modèle.

L'ajustement convectif consiste à éliminer les profils verticaux instables de température qui apparaissent au cours de la simulation. Un profil de température est dit instable quand le gradient vertical de température est supérieur au gradient adiabatique sec $\gamma = -g/c_p$. Afin de simuler les effets de la convection, les profils verticaux instables de température sont repérés et remplacés au pas d'intégration suivant par

des profils adiabatiques, tout en conservant l'énergie totale de la colonne et en redistribuant le moment cinétique et la chaleur dans la couche instable (Hourdin et al. 1993a).

En plus des mouvements convectifs, des mouvements turbulents de très petite échelle ont également lieu dans l'atmosphère. L'effet de la diffusion verticale turbulente sur une variable a (la température par exemple) est calculé selon l'équation :

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} K \rho \frac{\partial a}{\partial z} \quad (5.4)$$

où K est un coefficient de mélange turbulent. La valeur de K est calculée selon le schéma de Mellor and Yamada (1982), qui modélise l'évolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente (Forget et al. 1999).

5.4 Implémentation de l'ombre des anneaux

Afin d'adapter notre modèle radiatif-convectif à l'atmosphère de Saturne, il est important de prendre en compte les effets de l'ombre des anneaux sur l'insolation. L'ombre des anneaux se projette sur l'hémisphère d'automne ou d'hiver. La figure 5.3 montre des images de Saturne à l'équinoxe de printemps nord et pendant l'hiver boréal. Sur ces images, on peut voir à quel point l'extension latitudinale de l'ombre des anneaux varie fortement au fil des saisons, puisque l'on passe d'une fine ligne de moins de 1° de largeur à l'équateur lors des équinoxes à une ombre qui peut s'étendre jusqu'à une cinquantaine de degrés de latitude au solstice d'hiver. On peut également remarquer sur l'image de droite que l'ombre n'est pas uniforme mais est constituée de différentes zones plus ou moins claires qui correspondent aux différentes subdivisions des anneaux et aux variations d'opacité au sein de chaque anneau. Enfin, l'ombre des anneaux n'est pas composée de bandes parallèles à l'équateur. Chaque bande s'élargit quand on s'éloigne du point subsolaire. Il faut donc implémenter le calcul de l'insolation sous l'ombre des anneaux en fonction de la date, de la latitude et de la longitude. Le modèle doit également reproduire les variations de luminosité causées par les variations d'opacité au sein des anneaux.

Pour prendre en compte l'ombre des anneaux dans le modèle radiatif-convectif, j'ai testé deux méthodes de calcul qui reposent sur les mêmes principes mais sur des points de vue différents (voir sections suivantes). J'ai ensuite choisi celle qui m'a semblé la plus adaptée à notre modèle radiatif-convectif. Pour ces calculs, on assimile Saturne à un ellipsoïde de révolution défini par son axe de rotation (Oz), son rayon équatorial R et son rayon polaire r . Ces deux rayons sont reliés à l'aplatissement f par la relation :

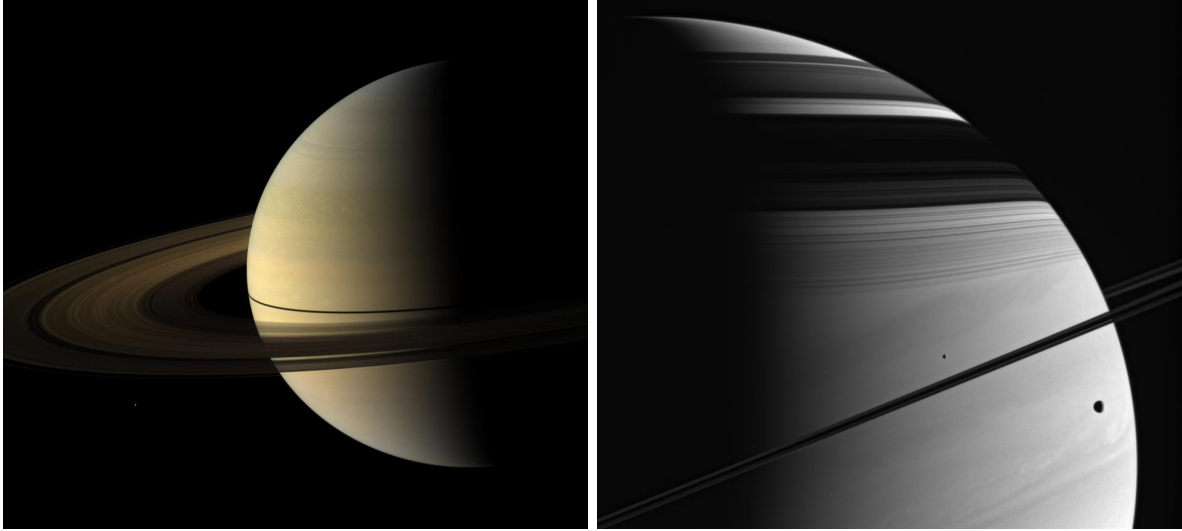


FIGURE 5.3 – Ombre des anneaux à l'équinoxe de printemps nord (août 2009, à gauche) et pendant l'hiver boréal (août 2005, à droite). Ces images ont été prises par Cassini/ISS. Crédits : NASA/JPL-Caltech

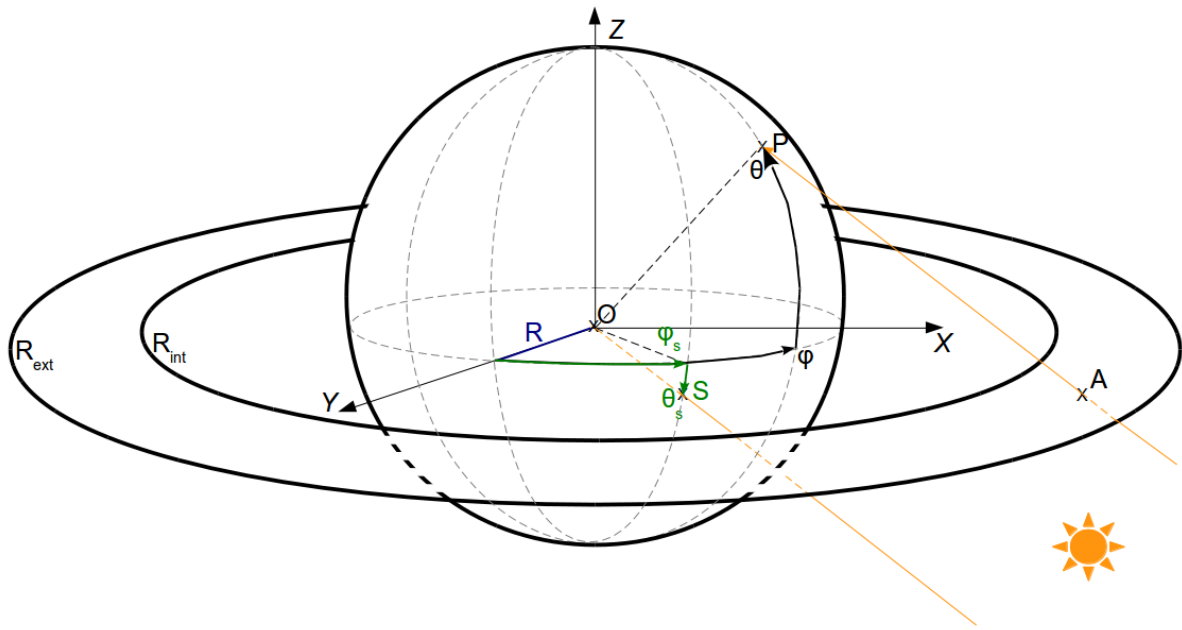


FIGURE 5.4 – Schéma pour le calcul de l'insolation sous l'ombre des anneaux

$$\frac{R}{r} = \frac{1}{1-f} \quad (5.5)$$

Pour simplifier, on considérera dans un premier temps qu'il n'y a qu'un seul anneau de rayon intérieur R_{int} et de rayon extérieur R_{ext} (voir figure 5.4). Pour que le point P soit sous l'ombre de cet anneau, il faut que :

- P soit éclairé par le Soleil
- P soit situé dans l'hémisphère d'hiver ou d'automne c'est-à-dire qu'il faut que sa

latitude θ et celle du point subsolaire θ_S (qui est aussi la déclinaison du soleil) soient de signes opposés

- le rayon de soleil touchant le point P coupe le plan équatorial en un point A à l'intérieur des anneaux :

$$R_{int} < OA < R_{ext} \quad (5.6)$$

Par ailleurs, comme les rayons du soleil sont parallèles, on peut écrire :

$$\overrightarrow{AP} = k\overrightarrow{SO} \quad (5.7)$$

où k est un nombre réel.

5.4.1 Calcul de l'ombre des anneaux : méthode Bézard

Il s'agit de la méthode développée par [Bézard \(1986\)](#). L'objectif de cette méthode est de déterminer quelles sont les gammes de latitude et de longitude qui sont sous l'ombre des anneaux à un instant t donné. Cette méthode est bien adaptée aux simulations avec un pas de temps supérieur à un jour de Saturne, notamment si on souhaite calculer des conditions moyennes d'insolation sur la planète. Cependant, elle nécessite beaucoup de calculs. Pour trouver la solution de ce problème, on part de la condition (5.6) que l'on réécrit comme ceci :

$$R_{int}^2 < OA^2 < R_{ext}^2 \quad (5.8)$$

On note (x_A, y_A, z_A) les coordonnées du point A . $z_A = 0$ puisque A est dans le plan équatorial. Pour déterminer les autres coordonnées du point A , on se sert de l'équation (5.7) :

$$\begin{aligned} x_A &= kx_S + x \\ y_A &= ky_S + y \\ k &= -\frac{z}{z_S} \end{aligned} \quad (5.9)$$

où (x, y, z) et (x_S, y_S, z_S) sont les coordonnées cartésiennes respectives d'un point P sur la planète et du point subsolaire S . Sur un ellipsoïde de révolution ces coordonnées sont données par :

$$x = \frac{R \cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta}}$$

$$y = \frac{R \cos \theta \sin \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta}} \quad (5.10)$$

$$z = \frac{R \sin \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta}}$$

pour le point P . Celles de S s'expriment de façon similaire en fonction des angles θ_S et φ_S . À partir de (5.9) et de (5.10) on peut exprimer x_A et y_A :

$$x_A = \frac{R(\cos \theta \cos \varphi - \sin \theta \cos \varphi_S / \tan \theta_S)}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta}} \quad (5.11)$$

$$y_A = \frac{R(\cos \theta \sin \varphi - \sin \theta \sin \varphi_S / \tan \theta_S)}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta}}$$

Par conséquent (5.8) s'écrit :

$$R_{int}^2 < R^2 \frac{(\cos \theta \cos \varphi - \sin \theta \cos \varphi_S / \tan \theta_S)^2 + (\cos \theta \sin \varphi - \sin \theta \sin \varphi_S / \tan \theta_S)^2}{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta} < R_{ext}^2$$

$$\Leftrightarrow \left(\frac{R_{int}}{R} \right)^2 < \frac{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \tan^2 \theta_S - 2 \sin \theta \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_S) / \tan \theta_S}{\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta} < \left(\frac{R_{int}}{R} \right)^2$$

Cette dernière inégalité peut s'exprimer plus simplement sous la forme :

$$\alpha_{int} < \cos(\varphi - \varphi_S) < \alpha_{ext} \quad (5.12)$$

en posant

$$\alpha_{int} = \frac{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \tan^2 \theta_S - \left(\frac{R_{int}}{R} \right)^2 \left(\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta \right)}{2 \sin \theta \cos \theta / \tan \theta_S} \quad (5.13)$$

$$\alpha_{ext} = \frac{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \tan^2 \theta_S - \left(\frac{R_{ext}}{R} \right)^2 \left(\cos^2 \theta + \frac{R^2}{r^2} \sin^2 \theta \right)}{2 \sin \theta \cos \theta / \tan \theta_S} \quad (5.14)$$

Par conséquent, les latitudes telles que $\alpha_{int} > 1$ ne seront pas sous l'ombre des anneaux. Pour les autres latitudes, les longitudes sous l'ombre des anneaux sont données par :

$$\varphi - \varphi_S \in [-\varphi_{int}; -\varphi_{ext}] \cup [\varphi_{ext}; \varphi_{int}] \quad (5.15)$$

avec :

$$\varphi_{int} = \begin{cases} \arccos \alpha_{int} & \text{si } \alpha_{int} > -1 \\ \pi & \text{si } \alpha_{int} \leq -1 \end{cases} \quad (5.16)$$

et

$$\varphi_{ext} = \begin{cases} \arccos \alpha_{ext} & \text{si } \alpha_{ext} < 1 \\ 0 & \text{si } \alpha_{ext} \geq 1 \end{cases} \quad (5.17)$$

Par ailleurs, il faut que P soit éclairé par le soleil. Soit ψ l'angle zénithal du soleil, c'est-à-dire l'angle entre la verticale locale en P et la direction du soleil. Le vecteur normal \vec{n} au point P a pour coordonnées :

$$\begin{aligned} x_N &= \frac{\cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^4}{r^4} \sin^2 \theta}} \\ y_N &= \frac{\cos \theta \sin \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^4}{r^4} \sin^2 \theta}} \\ z_N &= \frac{\frac{R^2}{r^2} \sin \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^4}{r^4} \sin^2 \theta}} \end{aligned} \quad (5.18)$$

La direction du soleil est donné par les coordonnées du vecteur \vec{n}_{sol} :

$$\begin{aligned} x_{sol} &= \cos \theta_S \cos \varphi_S \\ y_{sol} &= \cos \theta_S \sin \varphi_S \\ z_{sol} &= \sin \theta_S \end{aligned} \quad (5.19)$$

À partir du produit scalaire de ces deux vecteurs, on peut exprimer ψ :

$$\cos \psi = \vec{n} \cdot \vec{n}_{sol} = \frac{\cos \theta \cos \theta_S \cos (\varphi - \varphi_S) + \frac{R^2}{r^2} \sin \theta \sin \theta_S}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^4}{r^4} \sin^2 \theta}} \quad (5.20)$$

En posant

$$\alpha = -\frac{R^2 \sin \theta \sin \theta_S}{r^2 \cos \theta \cos \theta_S} \quad (5.21)$$

l'équation (5.20) devient

$$\cos \psi = \frac{\cos \theta \cos \theta_S}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{R^4}{r^4} \sin^2 \theta}} (\cos(\varphi - \varphi_S) - \alpha) \quad (5.22)$$

P est éclairé par le soleil si $\cos \psi > 0$, c'est-à-dire si

$$\cos(\varphi - \varphi_S) > \alpha \quad (5.23)$$

À cause des conditions (5.23) et (5.12), on voit que les latitudes pour lesquelles $\alpha_{ext} < \alpha$ ne seront pas sous l'ombre des anneaux. Si on pose φ_θ tel que :

$$\varphi_\theta = \begin{cases} 0 & \text{si } \alpha \geq 1 \\ \arccos \alpha & \text{si } -1 < \alpha < 1 \\ \pi & \text{si } \alpha \leq -1 \end{cases} \quad (5.24)$$

alors les longitudes φ éclairées par le soleil vérifient :

$$\varphi - \varphi_S \in [-\varphi_\theta; \varphi_\theta] \quad (5.25)$$

Ainsi, pour que P soit sous l'ombre des anneaux, sa latitude θ et sa longitude φ doivent satisfaire à la fois les conditions (5.17) et (5.25), d'où :

$$\boxed{\begin{aligned} &\varphi - \varphi_S \in [\varphi_{ext}; \varphi_{int}] \cap [0; \varphi_\theta] \\ &\text{ou} \\ &\varphi - \varphi_S \in [-\varphi_{int}; -\varphi_{ext}] \cap [-\varphi_\theta; 0] \end{aligned}} \quad (5.26)$$

Pour tous les points dont les latitudes et longitudes satisfont l'une de ces conditions, l'insolation F est donnée par :

$$F = F_\odot * \exp(-\tau / \cos \theta_S) \quad (5.27)$$

où F_\odot est l'insolation en l'absence d'anneaux et τ l'opacité de l'anneau. Pour prendre en compte plusieurs anneaux, il suffit de calculer α_{int} , α_{ext} , φ_{int} et φ_{ext} pour chacun d'entre eux, à partir de leurs rayons intérieurs et extérieurs. Ainsi, on obtient une série de conditions similaires à (5.26). Puis, sous l'ombre de chaque anneau, on utilise la formule (5.27), en prenant en compte l'opacité de cet anneau. Dans un premier temps, j'ai utilisé le même modèle d'anneaux que Bézard and Gautier (1985); Bézard (1986). Dans ce modèle, on prend en compte les effets des anneaux A, B et C, considérés comme uniformes et dont les rayons et opacités proviennent des mesures Voyager (Smith et al. 1981). Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.1. L'algorithme mis en œuvre pour calculer l'ombre des anneaux selon cette méthode est résumé dans le schéma 5.5.

Anneau	R_{int}/R	R_{ext}/R	Opacité
A	2.01	2,26	0,4
B	1.53	1,95	1,2
C	1.21	1,53	0,09

TABLE 5.1 – Caractéristiques des anneaux modélisés à partir des mesures Voyager de Smith et al. (1981)

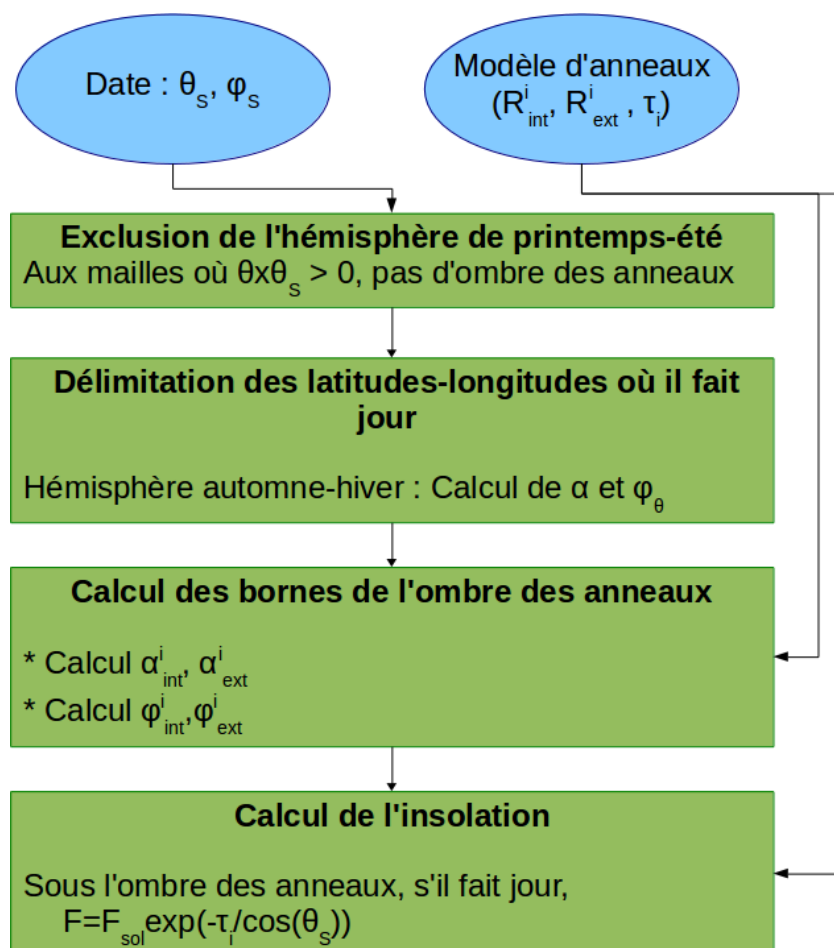


FIGURE 5.5 – Algorithme pour le calcul de l'ombre des anneaux selon la méthode Bézard. L'exposant i indique que le modèle d'anneaux prend en compte plusieurs anneaux, aux caractéristiques différentes

J'ai effectué différents tests pour vérifier les résultats donnés par la méthode Bézard. Sur le site de la mission Cassini (<http://saturn.jpl.nasa.gov/photos/>), j'ai recherché des images de Saturne prises par l'instrument ISS à différentes dates, où on voit Saturne sous un angle qui permet de repérer facilement quelles sont les latitudes sous l'ombre des anneaux. Je les ai ensuite comparées avec les résultats de la méthode Bézard pour les dates auxquelles ont été prises ces images. Pour cela, j'ai utilisé les éphémérides de l'IMCCE (http://www.imcce.fr/fr/ephemerides/formulaire/form_ephepos.php) pour déterminer la latitude du point subsolaire (θ_s) à ces dates et j'ai fixé sa longitude φ_s à

0° . C'est ce qui est illustré dans la figure 5.6, où je compare une image de Saturne prise le 8 novembre 2007 ($\theta_S = -12,45^\circ$) à la transmission $T = \exp(-\tau/\cos\theta_S)$ calculée par la méthode Bézard. Le nombre de zones prédites par la fonction, leurs largeurs, ainsi que les différences de transmission sont en bon accord qualitatif avec l'image Cassini.

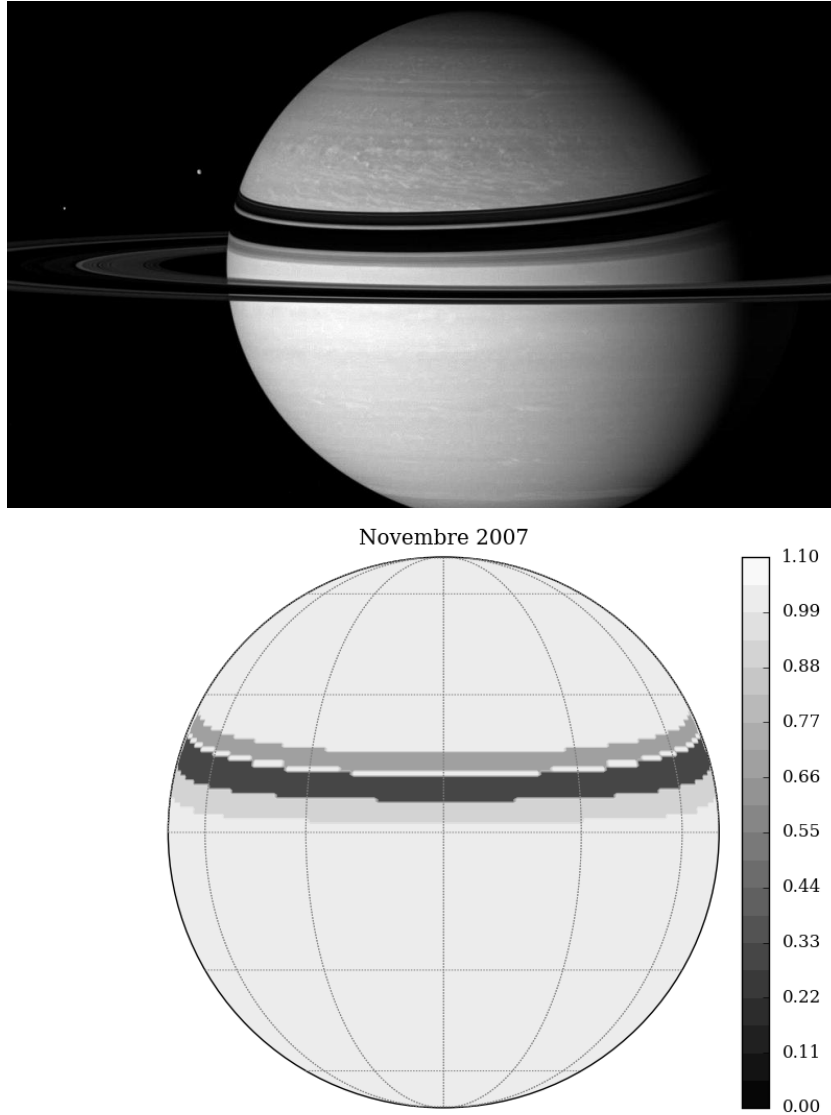


FIGURE 5.6 – Comparaison entre une image de Saturne prise par Cassini/ISS le 8 novembre 2007 (haut) et la transmission de la lumière du soleil par les anneaux, calculée pour la même date selon la méthode 1 (bas). Bien que la transmission soit comprise entre 0 et 1, l'échelle de couleur va jusqu'à 1,10 pour des raisons de visibilité. Les parallèles et les méridiens sont espacés de 30° . Crédits (image du haut) : *NASA/JPL/Space Science Institute*

J'ai également vérifié par le calcul les valeurs de transmission prédites par la fonction, ainsi que les latitudes et longitudes qui devraient se trouver sous l'ombre des anneaux. Par exemple, pour la même date on peut calculer qu'à $\theta = 15^\circ$ de latitude, avec $\theta_S =$

$12,45^\circ$ et $\varphi_S = 0^\circ$, pour l'anneau B on a :

$$\begin{aligned}\varphi_{intB} &= 88,2^\circ \\ \varphi_{extB} &= 46,7^\circ \\ \varphi_\theta &= 85,8^\circ \\ T &= 0,29\end{aligned}\tag{5.28}$$

Donc cette latitude doit se trouver sous l'ombre de l'anneau B pour les longitudes $[-85,8^\circ; -46,7^\circ]$ et $[46,7^\circ; 85,8^\circ]$ et sous cette ombre, la transmission du flux solaire vaut 0,29, ce qui correspond aux résultats obtenus (voir figure 5.7).

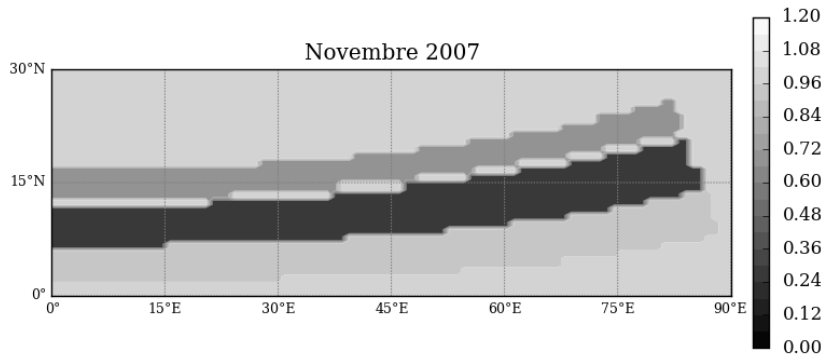


FIGURE 5.7 – Transmission de la lumière du soleil par les anneaux, calculée pour le 8 novembre 2007 selon la méthode 1. Bien que la transmission soit comprise entre 0 et 1, l'échelle de couleur va jusqu'à 1,20 pour des raisons de visibilité. Comme les résultats sont symétriques par rapport au méridien 0° , je ne montre que la partie 0° - 90° E

Bien que les résultats obtenus soient en bon accord qualitatif avec les observations Cassini et conformes à ce qui est prévu par la théorie, je n'ai pas couplé la méthode Bézard au modèle radiatif-convectif. En effet, cette formulation nécessite beaucoup de calculs sur la grille latitude×longitude $(\alpha, \varphi_\theta, \alpha_{int}, \alpha_{ext}, \varphi_{int}, \varphi_{ext})$, d'autant plus qu'il faut également traiter individuellement les cas $\theta = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$, $\theta_S = 0^\circ$ pour lesquels α , α_{int} et α_{ext} ne sont définis. De plus, elle n'est pas très adaptée à l'implémentation du modèle radiatif-convectif, dans lequel les calculs sont effectués sur chaque colonne 1D (latitude et longitude fixées, altitude variable). C'est pour cela que j'ai implémenté et branché au modèle la méthode Capderou présentée ci-dessous.

5.4.2 Calcul de l'ombre des anneaux : méthode Capderou

Dans cette méthode mise au point par Michel Capderou, pour chaque point P de la grille latitude×longitude, on cherche à savoir si celui-ci est sous l'ombre d'un des anneaux. La différence entre cette méthode et la précédente réside dans le fait que comme

on ne cherche pas les gammes de latitudes et de longitudes qui sont sous l'ombre des anneaux, on peut utiliser directement la condition (5.8). À cause du traitement individuel de tous les points de la grille latitude×longitude, la méthode Capderou est plus adaptée au fait que les calculs du modèle radiatif-convectif soient effectués colonne 1D par colonne 1D. Nous verrons également qu'elle nécessite moins de calculs que la méthode Bézard. Elle permet donc d'optimiser le temps de calcul. Pour chaque point P de la grille latitude×longitude, on exprime ses coordonnées à l'aide des relations (5.10), puis on calcule :

$$OA = \sqrt{\left(x - \frac{zx_S}{z_s}\right)^2 + \left(y - \frac{zy_S}{z_s}\right)^2} \quad (5.29)$$

avec (x_S, y_S, z_S) les coordonnées du point subsolaire. Pour que P soit sous l'ombre d'un anneau, il faut que :

$$\boxed{R_{int} < OA < R_{ext}} \quad (5.30)$$

On teste cette condition pour chaque anneau, en prenant soin d'exclure les longitudes pour lesquelles il fait nuit. Pour cela, il faut que P satisfasse :

$$\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{OS} \geq 0 \Leftrightarrow xx_S + yy_S + zz_S \geq 0 \quad (5.31)$$

L'algorithme utilisé est résumé dans la figure 5.8. J'ai vérifié ses résultats en les comparant aux images Cassini/ISS et aux résultats de la méthode Bézard. J'ai ensuite testé différents modèles d'anneaux avant de brancher cette fonction au modèle radiatif-convectif.

5.4.3 Choix d'un modèle d'anneaux

Dans un premier temps, j'ai utilisé la méthode Capderou avec le modèle d'anneaux présenté dans le tableau 5.1 qui utilise des mesures faites avec Voyager. Cependant, ce modèle n'est pas entièrement satisfaisant car il ne tient pas compte des variations d'opacités au sein des anneaux. Pourtant, sur certaines images prises par Cassini/ISS dont celle de la figure 5.9, on voit que cet effet est bien visible, notamment dans l'ombre des anneaux A (zone d'ombre la plus proche du pôle nord) et B (zone d'ombre du milieu). Il faut donc un modèle d'anneaux plus précis.

J'ai tout d'abord utilisé le modèle d'anneau présenté par [Friedson and Moses \(2012\)](#) où l'anneau B est subdivisé en trois parties, selon les caractéristiques présentées dans le tableau 5.2. Ces caractéristiques proviennent des mesures obtenues lors d'une occultation stellaire observée par Voyager 2 ([Esposito et al. 1983](#)). Dans la figure 5.9,

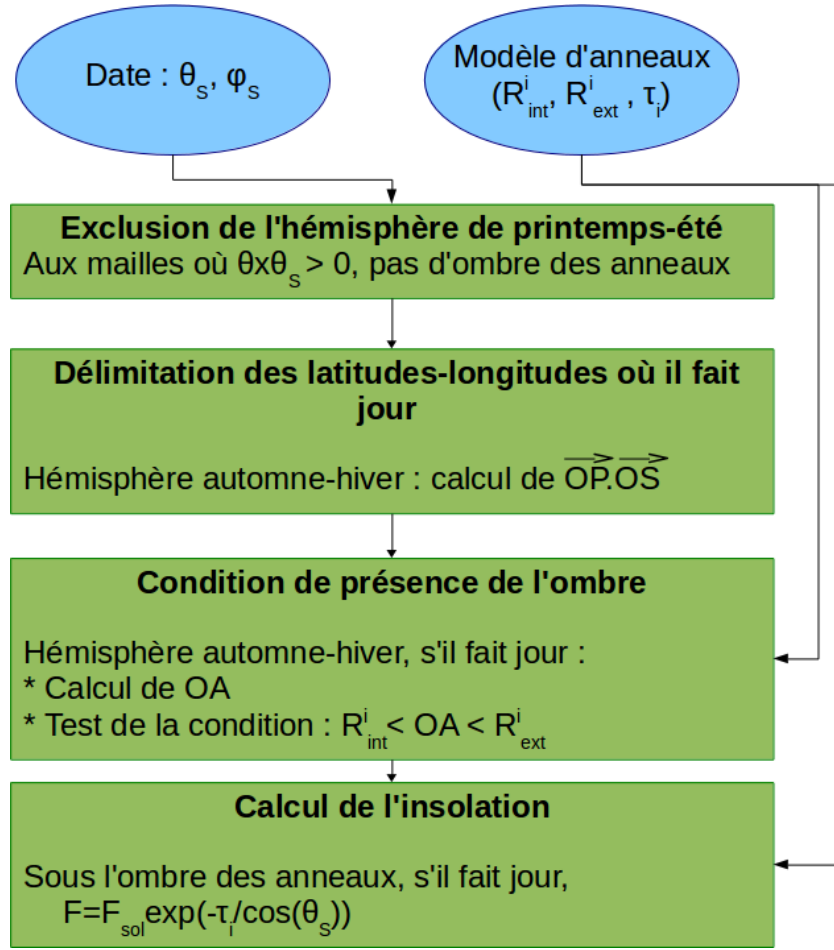


FIGURE 5.8 – Algorithme pour le calcul de l’ombre des anneaux selon la méthode Capderou. L’exposant i indique que le modèle d’anneaux prend en compte plusieurs anneaux, aux caractéristiques différentes

je montre un exemple de résultat obtenu avec le modèle d’anneau utilisé par [Friedson and Moses \(2012\)](#) et on voit que comme sur l’image Cassini/ISS, l’ombre de l’anneau B est composée de trois zones d’insolation différente.

Anneau	R_{int}/R	R_{ext}/R	Opacité
A	2.01	2,26	0,4
B ₁	1,55	1,67	0,8
B ₂	1,67	1,83	2
B ₃	1,83	1,92	1,4
C	1.21	1,53	0,08

TABLE 5.2 – Caractéristiques du modèle d’anneau utilisé par [Friedson and Moses \(2012\)](#).

Puis, j’ai voulu mettre à jour les données de ce tableau en utilisant des données Cassini. En effet, les opacités des anneaux ont été mesurées lors d’occultations stellaires Cassini/UVIS par [Colwell et al. \(2010\)](#) et elles diffèrent parfois beaucoup de celles mesurées avec Voyager. Des exemples de mesures de l’opacité des anneaux lors d’une

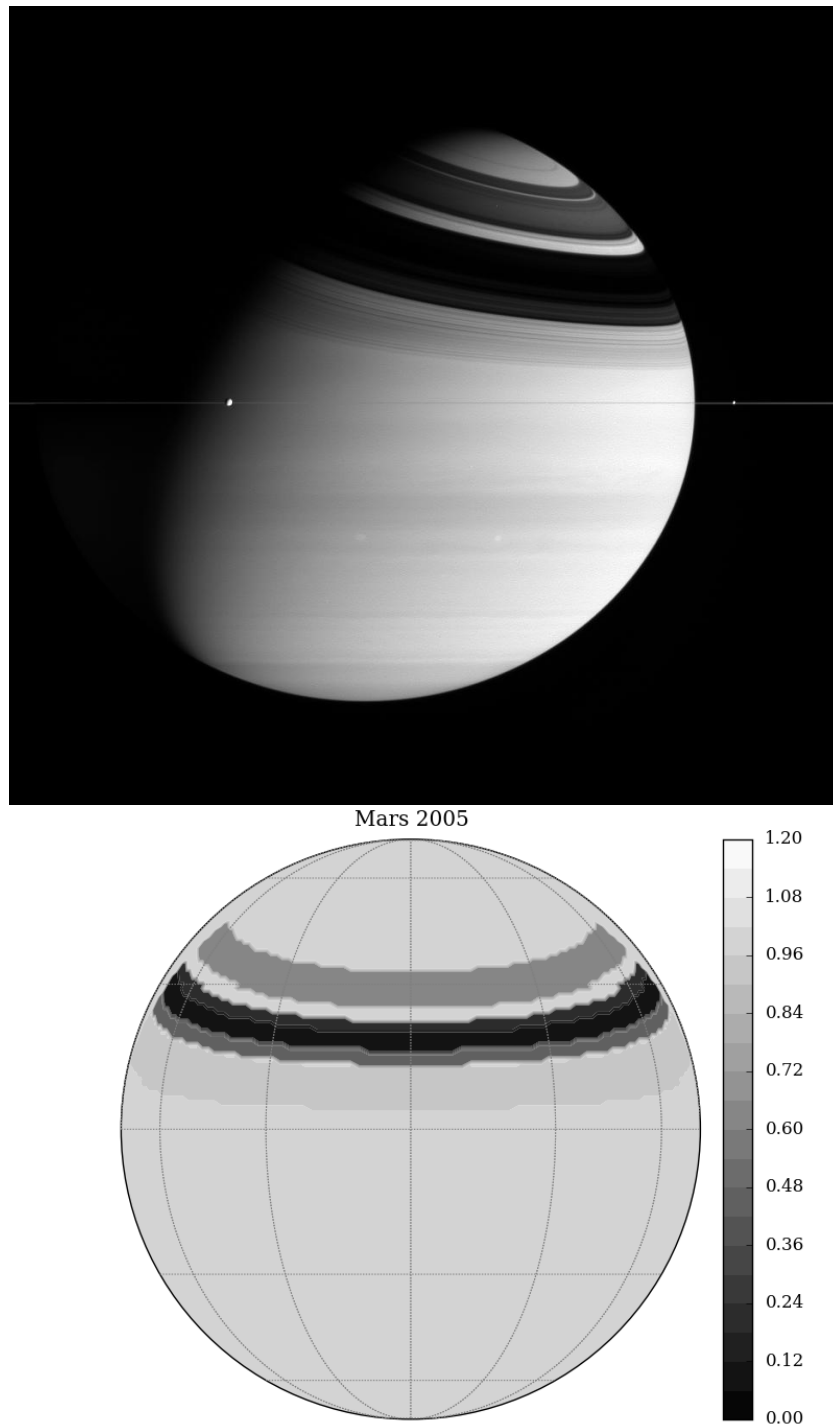


FIGURE 5.9 – Comparaison entre une image de Saturne prise par Cassini/ISS le 28 février 2005 (haut) et la transmission de la lumière du soleil par les anneaux, calculée pour la même date avec le modèle d’anneau de [Friedson and Moses \(2012\)](#) (bas). Bien que la transmission soit comprise entre 0 et 1, l’échelle de couleur va jusqu’à 1,2 pour des raisons de visibilité. Crédits (image du haut) : *NASA/JPL/Space Science Institute*

occultation stellaire UVIS sont présentés dans les figures 5.11 et 5.12 ([Colwell et al. 2010](#)). Avec les mesures Voyager, l’opacité de l’anneau A est $\tau = 0,4$ tandis que dans les résultats présentés par [Colwell et al. \(2010\)](#), l’opacité moyenne de cet anneau est

clairement plus élevée : $\tau \sim 0,7$ (voir figure 5.11). On peut également voir dans ces deux figures que l'opacité des anneaux varie parfois beaucoup sur de petites échelles spatiales. Par exemple, dans la partie la plus optiquement épaisse de l'anneau B, l'opacité peut varier de 1,4 à 9,3 en 50 km. On a également des variations à plus grande échelle spatiale (de l'ordre de 1000 km ou 2000 km). En pratique, seules ces dernières variations seront significatives car elles se projettent sur plus de 1° de latitude, ce qui correspond à la plus grande résolution spatiale testée lors des simulations du modèle radiatif-convectif et du GCM LMDZ (voir le chapitre 6).

Afin de prendre en compte ces nouvelles mesures, j'ai téléchargé le jeu de données d'occultations stellaires UVIS « *peer-reviewed* » (présenté dans Colwell et al. (2010)). Ces fichiers contiennent les opacités mesurées selon la normale au plan des anneaux, en fonction de la distance par rapport au centre de Saturne. Les données contenues sont disponibles en deux versions : l'une avec une résolution spatiale de 1 km et l'autre avec une résolution spatiale de 10 km. J'ai sélectionné cette dernière version car cette résolution est déjà bien supérieure à nos besoins en termes de résolution spatiale. Ce jeu de données regroupe plusieurs occultations stellaires, réalisées avec différentes étoiles et différents angles d'élévation μ entre la ligne de visée de la sonde à l'étoile et le plan des anneaux et couvrant différentes portions des anneaux. J'ai tout d'abord sélectionné les occultations couvrant les anneaux A, B et C ainsi que la division de Cassini, de façon à avoir un ensemble de mesures homogènes. Parmi ces occultations stellaires, j'ai choisi celles réalisées avec le plus grand angle d'élévation possible. En effet, plus l'angle d'élévation est grand, moins on est sensible à la structure verticale des anneaux et à la présence de structures non axisymétriques dans les anneaux, et plus il est possible de mesurer de grandes opacités. Par exemple, la figure 5.10 montre l'opacité de la même portion de l'anneau B, mesurée lors de deux occultations différentes : l'une avec $\mu = 17,2^\circ$ (en bleu) et l'autre avec $\mu = 66,7^\circ$ (en rouge, Colwell et al. (2010)). On voit qu'avec l'occultation dont l'angle d'élévation est le plus faible, l'opacité maximale mesurée vaut environ 2,5, alors qu'elle atteint 9 dans l'autre cas. C'est également cet effet qui explique la grande différence entre les opacités mesurées avec Voyager et celles mesurées avec Cassini/UVIS. En effet, les mesures présentées par Esposito et al. (1983) ont été réalisées avec un angle d'élévation $\mu = 16,3^\circ$. Afin d'éviter cet effet, j'ai choisi d'utiliser les mesures réalisées lors de l'occultation de β du Centaure le 19 août 2008 où $\mu = 66,7^\circ$ (jeu de données UVIS_HSP_2008_231_BETCEN_I_TAU_10KM). Les opacités mesurées lors de cette occultation sont représentées dans les figures 5.11 (pour les anneaux A et B) et 5.12 pour l'anneau C et la division de Cassini.

Pour construire mon modèle d'anneau à partir de ces mesures, j'ai découpé chaque anneau en plusieurs parties (délimitées par les tirets bleus dans les figures 5.11 et 5.12),

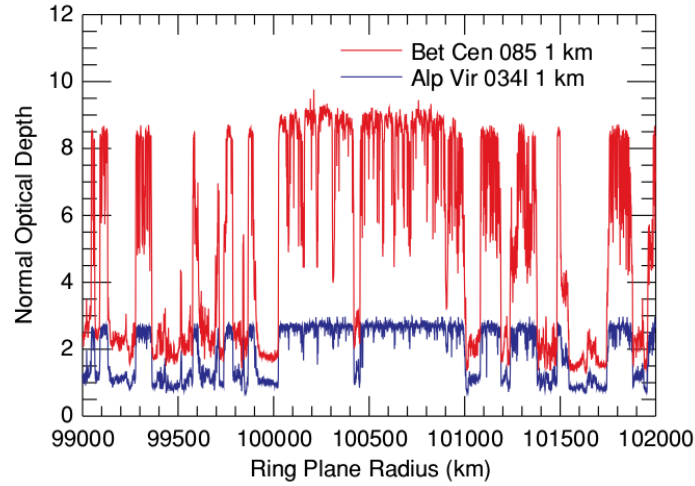


FIGURE 5.10 – Mesures d’opacités dans l’anneau B avec des occultations stellaires UVIS réalisées avec des angles d’élévation différents.

puis j’ai calculé l’opacité moyenne de chaque subdivision. Le découpage ainsi que les opacités moyennes obtenues sont reportées dans le tableau 5.3. Pour l’anneau A, on voit que pour les rayons compris entre 122000 km et 128000 km, l’opacité décroît assez rapidement de $\tau = 1,5$ à $\tau = 0,6$. C’est pour cela que j’ai découpé cette zone en quatre sous-parties de 2000 km de largeur. De 128000 km de rayon à la fin au bord externe de l’anneau A, l’opacité est globalement constante, mis à part des variations d’opacité se produisant sur quelques centaines de kilomètres. Il est donc inutile de découper cette zone. Pour l’anneau B, on distingue clairement trois zones d’opacité différentes, d’où les trois sous-parties délimitées. Dans la partie centrale (100000-110000 km), l’opacité moyenne entre 105000 km et 110000 km est un peu plus élevée que dans la première moitié de cette zone (100000-105000 km). Cependant ces opacités moyennes sont tellement grandes que la transmission y est très faible (de l’ordre de 10^{-3}). On peut donc négliger les différences d’opacité moyenne entre ces deux parties. Tout comme l’anneau B, l’anneau C a été divisé en trois parties. Enfin, contrairement à ce qui était fait dans les deux autres modèles d’anneaux (tableaux 5.1 et 5.2), j’ai également pris en compte l’opacité de la Division de Cassini. En effet, on peut la découper en deux sous-parties : l’une dont l’opacité moyenne est légèrement plus faible que celle de l’anneau C et l’autre dont l’opacité moyenne est plus élevée que celle de l’anneau C.

J’ai testé le modèle d’anneaux obtenu à partir des mesures Cassini/UVIS et celui de Friedson and Moses (2012) dans le modèle radiatif-convectif. Pour cela j’ai effectué des simulations avec ce modèle sur une grille comportant 48 points en latitude et 32 points en altitude, en utilisant le modèle d’anneau de Friedson and Moses (2012), celui obtenu avec les données Cassini/UVIS et en enlevant les anneaux. Ces simulations partent de l’état final d’une simulation 1D sans anneaux qui atteint l’état d’équilibre et

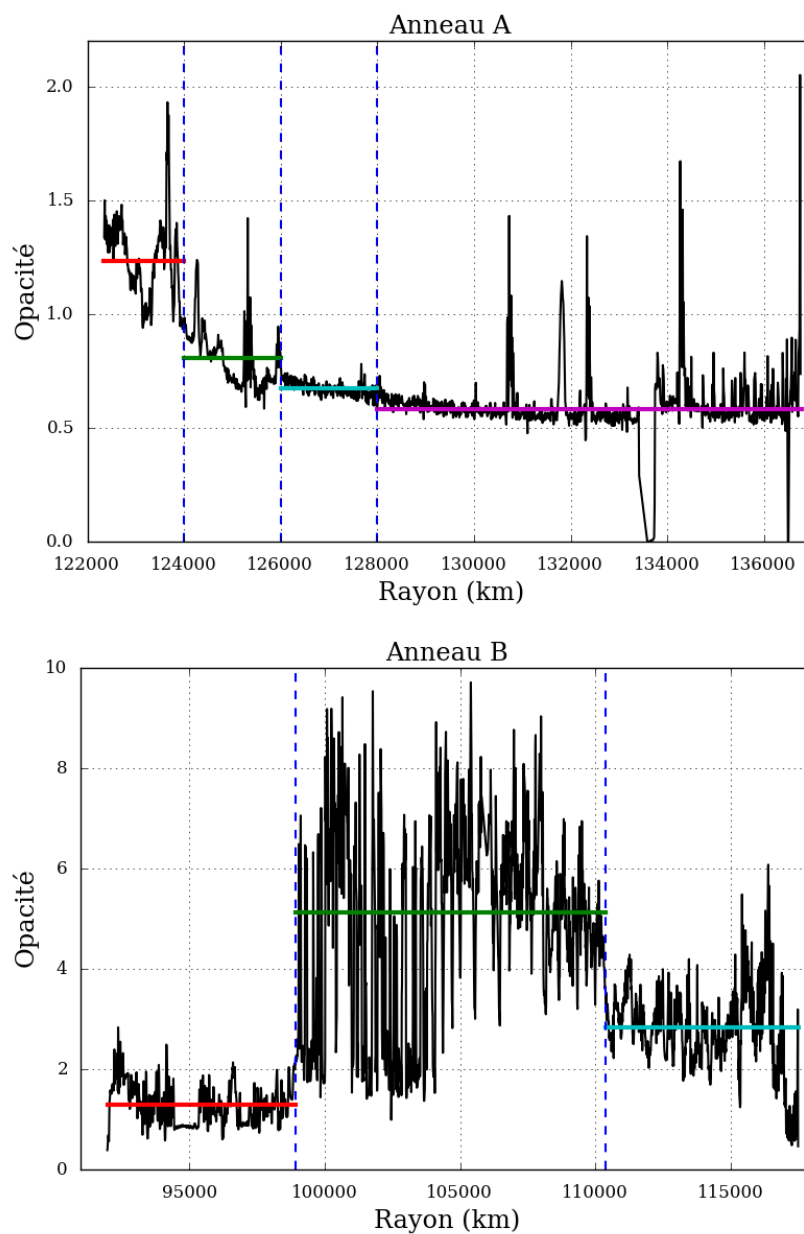


FIGURE 5.11 – Opacités des anneaux A (haut) et B (bas) mesurées par UVIS lors de l'occultation stellaire UVIS_HSP_2008_231_BETCEN_I_TAU (Colwell et al. 2010). Les opacités sont en noir, les lignes verticales bleues représentent le découpage des anneaux que j'ai choisi. Les traits horizontaux colorés représentent les valeurs moyennes au sein de chaque portion.

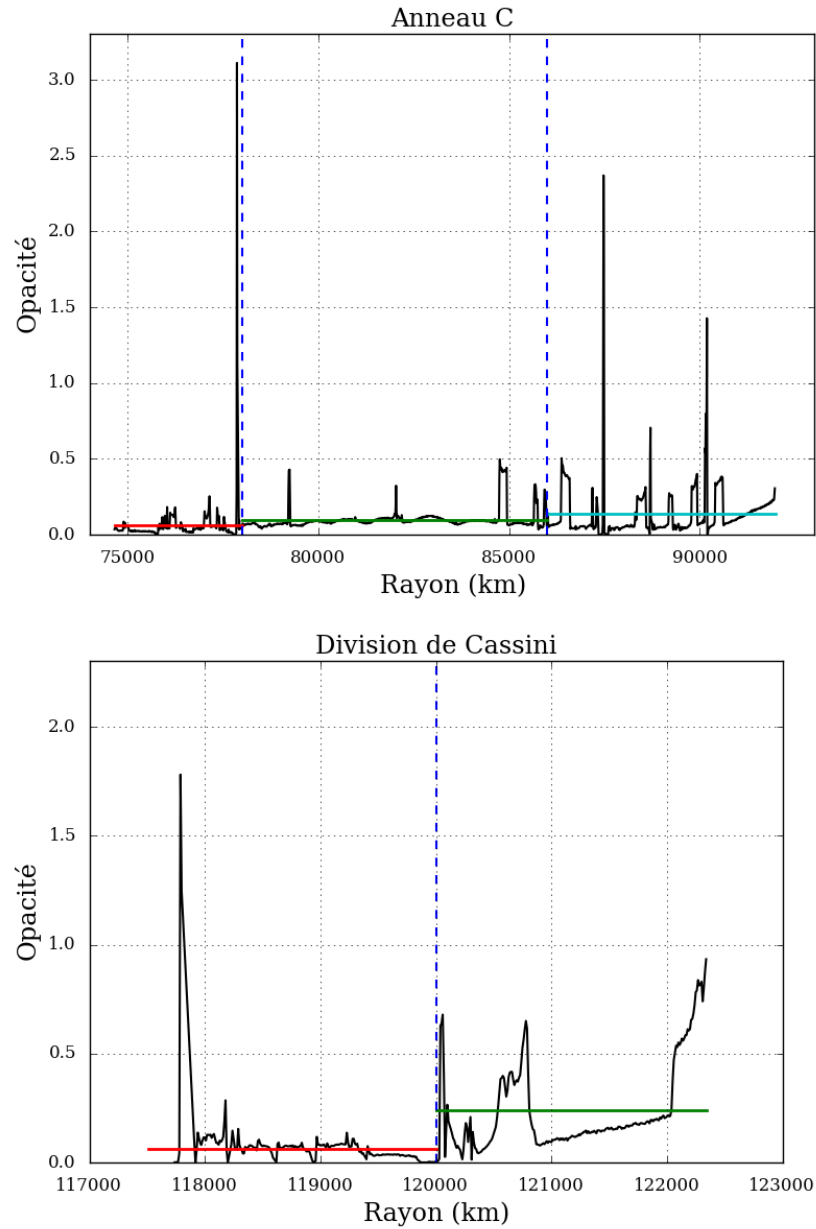


FIGURE 5.12 – Opacités de l’anneau C (haut) et de la division de Cassini (bas) mesurées par UVIS lors de l’occultation stellaire UVIS_HSP_2008_231_BETCEN_I_TAU (Colwell et al. 2010). Les opacités sont en noir, les tirets verticaux bleus représentent le découpage des anneaux que j’ai choisi. Les traits horizontaux colorés représentent les valeurs moyennes au sein de chaque portion.

Anneau	R_{int}/R	R_{ext}/R	Opacité
A ₁	2.03	2.06	1.24
A ₂	2.06	2.09	0.81
A ₃	2.09	2.12	0.67
A ₄	2.12	2.27	0.58
B ₁	1.53	1.64	1.29
B ₂	1.64	1.83	5.13
B ₃	1.83	1.95	2.84
C ₁	1.24	1.29	0.06
C ₂	1.29	1.43	0.10
C ₃	1.43	1.53	0.14
Ca ₁	1.95	1.99	0.06
Ca ₂	1.99	2.03	0.24

TABLE 5.3 – Caractéristiques du modèle d’anneau réalisé à partir des mesures Cassini/UVIS de [Colwell et al. \(2010\)](#). Le préfixe Ca désigne la Division de Cassini.

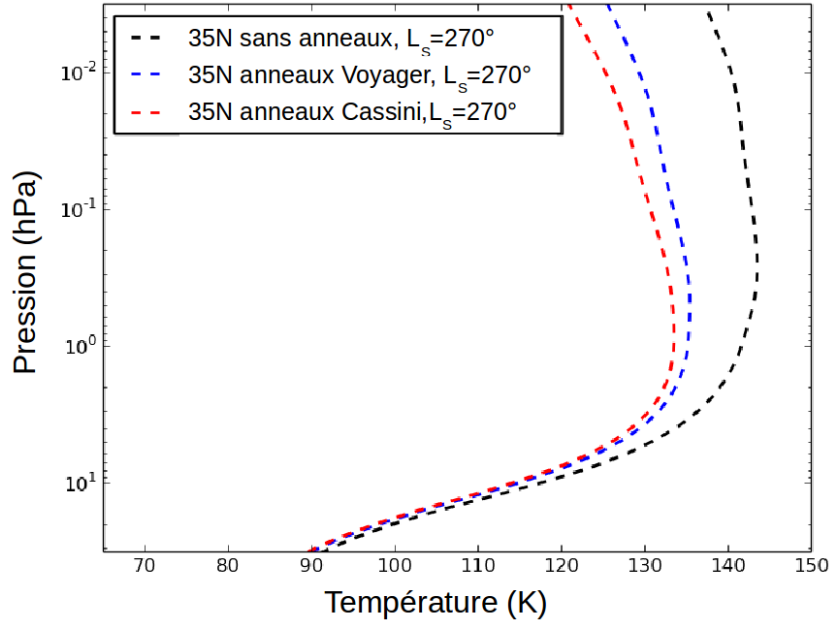


FIGURE 5.13 – Profils de température obtenus avec différents modèles d’anneaux et sans anneaux dans une simulation 1D du modèle radiatif-convectif. Le profil de température obtenu avec le modèle d’anneau de [Friedson and Moses \(2012\)](#) est en bleu, celui obtenu à partir des mesures Cassini sont en rouge et celui obtenu sans anneaux est en noir.

durent 3 années de Saturne. Dans la figure 5.13, je montre les profils de températures obtenus au solstice d’hiver nord lors de la dernière année des trois simulations. Bien que les différences de température entre les simulations faites avec les deux modèles d’anneaux soient bien moins importantes que celles entre les simulations avec et sans anneaux, elles ne ne sont pas négligeables. En effet, la température prédite avec le modèle d’anneaux Cassini est plus froide que celle prédite avec le modèle d’anneau de [Friedson and Moses \(2012\)](#), à cause des plus grandes opacités. La différence entre

les deux profils de température augmente quand la pression diminue et atteint 6 K à 0,003 hPa, ce qui est bien supérieur aux erreurs sur la température dans les données Cassini/CIRS.

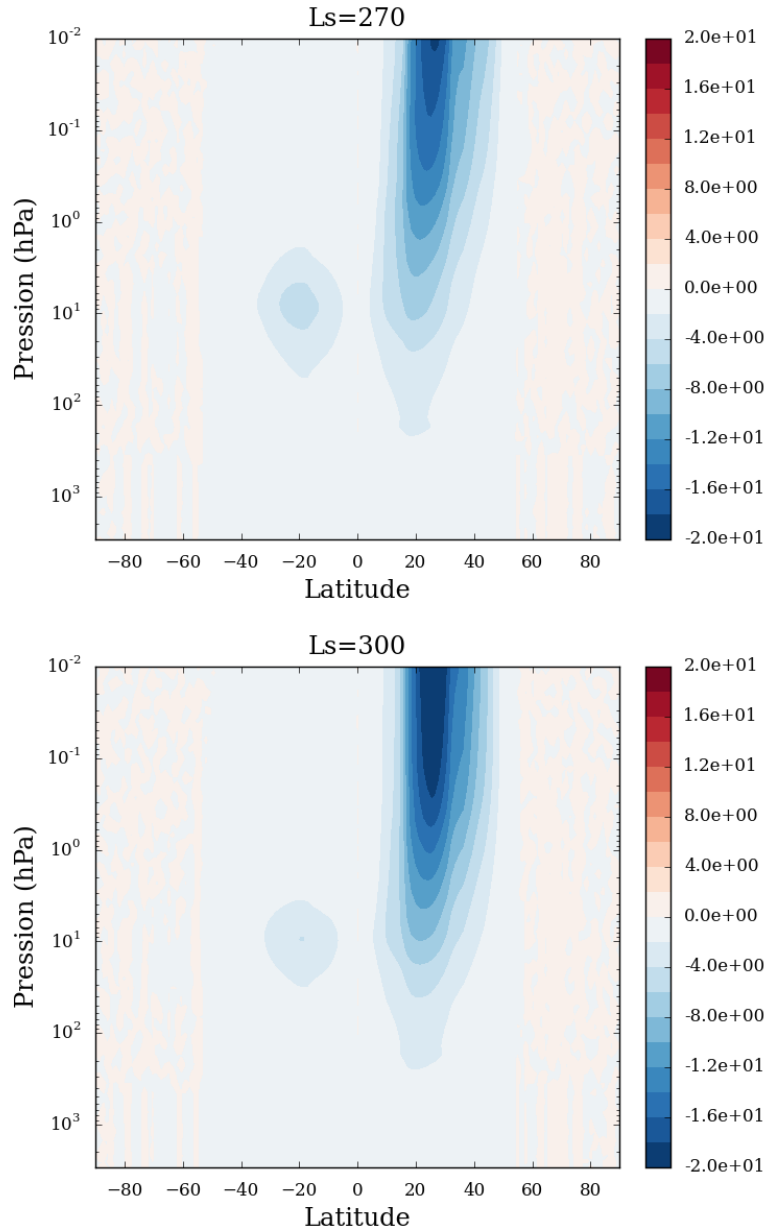


FIGURE 5.14 – Carte des différences de températures entre le cas sans anneaux et le cas avec anneaux (opacités Cassini/UVIS) $L_S = 270^\circ$ (solstice d’hiver boréal) et à $L_S = 300^\circ$.

La figure 5.14 montre les différences de température entre une simulation du modèle radiatif-convectif avec anneaux et une simulation du même modèle sans anneaux. J’ai représenté ces différences au solstice d’hiver boréal, là où l’étendue de l’ombre des anneaux est maximale et un peu plus tard dans l’hiver, à $L_S = 300^\circ$. On peut voir que pour ces deux dates, un refroidissement significatif est provoqué par les

anneaux et s'étend de 15°N à 45°N . Le refroidissement maximal est atteint pour les latitudes comprises entre 20°N et 30°N et vaut environ 20 K de 0,01 hPa à 0,3 hPa, à $L_S = 300^\circ$. Ces latitudes sont les plus affectées par l'ombre des anneaux car ce sont celles au-dessus desquelles l'ombre reste le plus longtemps (jusqu'à $\sim 130^\circ$ de L_S à 25°N). Le refroidissement causé par les anneaux s'étend jusqu'à 22 hPa. On peut également voir qu'à $L_S = 270^\circ$, même si l'ombre est dans l'hémisphère nord, la constante de temps radiative à 10 hPa est suffisamment longue pour que le refroidissement causé par les anneaux pendant l'hiver austral persiste autour de 10 hPa à 20°S . Plus tard dans la saison, à $L_S = 300^\circ$, ce refroidissement « résiduel » dans l'hémisphère nord a disparu. On peut donc en conclure que l'ombre des anneaux a une influence significative sur les températures prédites par le modèle radiatif-convectif.

5.5 Contributions radiatives et évolution saisonnière

J'ai utilisé le modèle radiatif-convectif présenté précédemment pour étudier le rôle des contributions radiatives dans l'évolution saisonnière de la structure thermique de la stratosphère de Saturne. Pour cela, j'ai fait deux types de simulations : des simulations 2D partant d'un état d'équilibre et des simulations 1D partant des profils de températures mesurés pendant l'hiver boréal par [Guerlet et al. \(2009\)](#). J'ai ensuite comparé ces résultats à ceux des observations Cassini/CIRS au limbe présentées dans le chapitre 4.

5.5.1 Modèle radiatif-convectif 2D

J'ai réalisé des simulations avec le modèle radiatif-convectif en 2D sur une grille comportant 128 points en latitude et 64 points en altitude. Ces simulations ont été faites sur une durée de 5 ans de Saturne. L'état initial est un profil de température obtenu à partir d'une simulation 1D qui a atteint l'équilibre. Je présenterai les températures prédites par le modèle au cours de la dernière année de la simulation 2D. Les figures 5.15 et 5.16 montrent la comparaison entre les températures prédites par le modèle radiatif-convectif avec les profils méridiens de température mesurés pendant l'hiver et le printemps de l'hémisphère nord à plusieurs niveaux de pression.

À tous les niveaux de pression, aux deux saisons, les températures prédites par le modèle dans la zone équatoriale (de 20°N à 20°S) ne correspondent pas à celles mesurées. Par exemple, à 1 hPa, les températures mesurées varient rapidement autour de l'équateur au printemps : à 1°S , la température est de $133 \pm_{0,9}^{1,1}$ K et augmente de

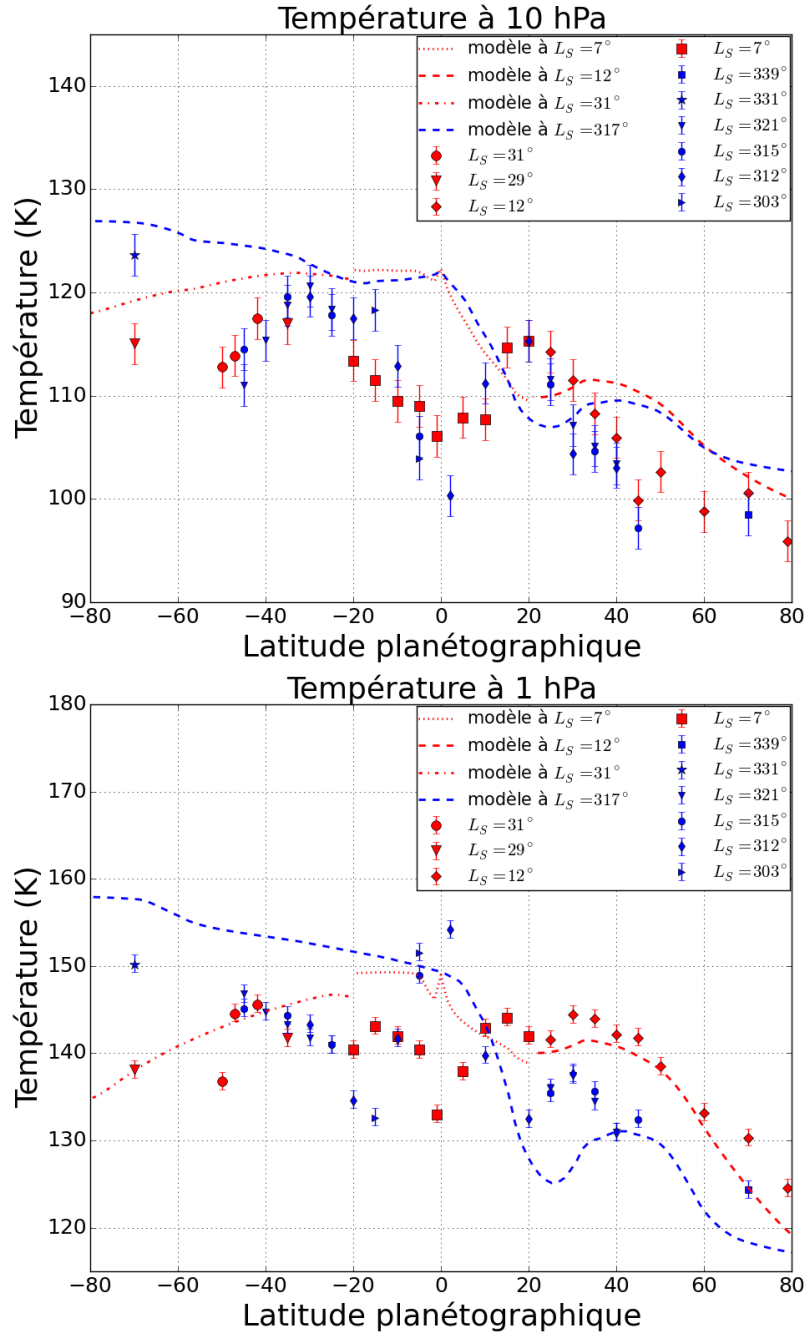


FIGURE 5.15 – Profils méridiens de températures prédits par le modèle radiatif-convectif à 10 hPa et 1 hPa. Ils sont comparés aux données CIRS acquises au printemps boréal (points rouges, Sylvestre et al. 2015 et Guerlet et al. 2011 pour $L_S = 7^\circ$) et à celles acquises durant l’hiver boréal (point bleus, Guerlet et al. 2011).

$7 \pm_{0,9}^{1,1}$ K vers 5°S et de $5 \pm_{0,9}^{1,1}$ K vers 5°N . Dans la zone équatoriale, à 1 hPa, de l’hiver boréal au printemps, la température mesurée augmente à certaines latitudes (par exemple à 15°S , augmentation de $8 \pm_{0,9}^{1,1}$ K) et décroît à d’autres latitudes (par exemple à 5°S , diminution de $9 \pm_{0,9}^{1,1}$ K), tandis que le modèle prédit une faible diminution de la température de 1-2 K entre 20°S et l’équateur. Ces différences entre les températures mesurées et prédites sont attendues, puisque le modèle radiatif-convectif ne peut pas

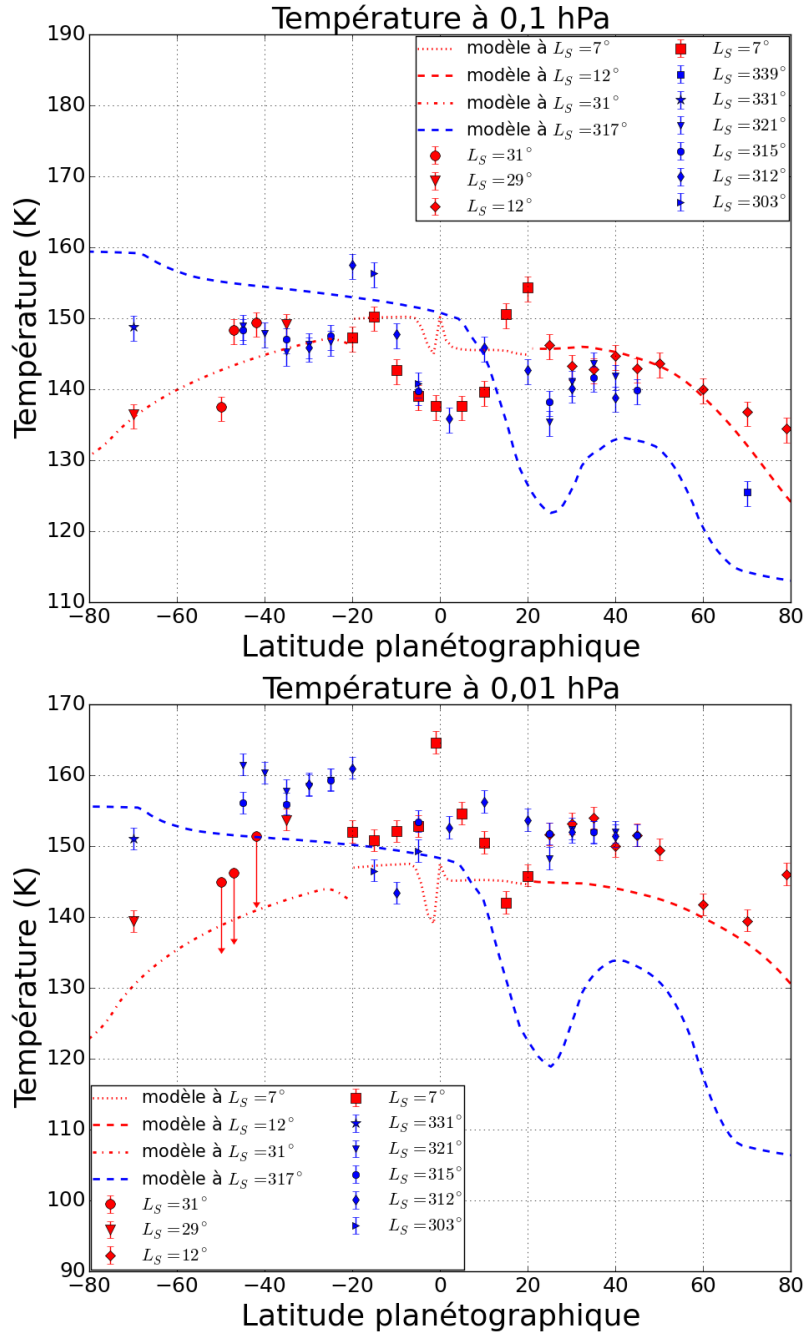


FIGURE 5.16 – Profils méridiens de températures prédits par le modèle radiatif-convectif à 0,1 hPa et 0,01 hPa. Ils sont comparés aux données CIRS acquises au printemps boréal (points rouges, [Sylvestre et al. 2015](#) et [Guerlet et al. 2011](#) pour $L_S = 7^\circ$) et à celles acquises durant l’hiver boréal (point bleus, [Guerlet et al. 2011](#)).

reproduire les perturbations de température induites par l’oscillation équatoriale, qui serait un phénomène purement dynamique ([Fouchet et al. 2008](#); [Guerlet et al. 2011](#)).

Dans l’hémisphère nord (de 25°N à 80°N), à 1 hPa et à 0,1 hPa, les températures prédites au printemps sont en bon accord avec les températures mesurées. À ces deux niveaux de pression, la différence entre la température observée et mesurée est

inférieure à 3 K de 25°N à 60°N. À de plus hautes latitudes nord, la différence entre les températures mesurées et prédites par le modèle augmente. Par exemple, elle atteint 9 K à 79°N à 0,1 hPa. Le profil méridien de température mesuré au printemps est donc bien reproduit par le modèle radiatif-convectif de 25°N à 60°N, à 1 hPa et 0,1 hPa. Aux hautes latitudes nord, la stratosphère de Saturne est plus chaude que prédite par le modèle radiatif-convectif. Dans l'hémisphère sud (de 25°S à 80°S), à 1 hPa et 0,1 hPa, les prédictions de températures du modèle sont proches des mesures (à 4 K près), sauf à 50°S, où la température mesurée est inférieure de 6 K aux prédictions du modèle. Par conséquent, au printemps, les contributions radiatives incluses dans le modèle radiatif-convectif (dihydrogène, méthane, éthane, acétylène, aérosols) peuvent globalement expliquer les températures à 1 hPa et 0,1 hPa. Le contraste de température entre le modèle et les mesures augmente vers les hautes latitudes nord. Cela pourrait suggérer la formation d'un *polar hood* (c'est-à-dire une couche d'aérosols polaires) chaud ou l'effet d'une subsidence aux pôles, similairement à ce qui a été observé et proposé pour les hautes latitudes sud (Orton et al. 2008; Fletcher et al. 2008, 2015). Dans l'hémisphère sud, les températures mesurées par CIRS à 10 hPa et 1 hPa augmentent fortement vers les hautes latitudes en été mais pas en automne. Cela suggère que l'apparition de ces zones polaires chaudes serait saisonnière. Elle est peut-être due à l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par des aérosols polaires à haute altitude, qui accentuerait l'évolution saisonnière aux pôles (Fletcher et al. 2008, 2015).

Pendant l'hiver boréal, à 1 hPa et 0,1 hPa, les prédictions de température du modèle radiatif-convectif sont globalement en désaccord avec les mesures. Sous l'ombre des anneaux, à 25°N, à 1 hPa, la température mesurée ne décroît pas malgré la baisse d'insolation et l'atmosphère est plus chaude de 12 K que prévue par le modèle. Cependant, les températures mesurées aux moyennes latitudes nord sont en bon accord (à 2 K près) avec les prédictions du modèle. L'ombre des anneaux pourrait donc être liée à la perturbation de température mesurée à 25°N, comme suggéré par Fouchet et al. (2008); Guerlet et al. (2009). De plus le modèle de circulation générale de Friedson and Moses (2012) prédit qu'en hiver, il y a une subsidence centrée à 25°N qui est renforcée par l'ombre des anneaux. Cette subsidence contre-balance la décroissance de température d'origine radiative qui devrait être provoquée par une si forte variation d'insolation. Par ailleurs, dans l'hémisphère nord, à 0,1 hPa, les températures mesurées en hiver sont significativement plus élevées (d'au moins 6 K) que celles prédites à toutes les latitudes (et pas seulement sous l'ombre des anneaux). À 1 hPa et 0,1 hPa, aux latitudes australes, les températures mesurées en été sont plus froides d'au moins 6 K que les températures prédites. Ces différences montrent que, contrairement au printemps, les contributions radiatives incluses dans le modèle ne suffisent pas à expliquer les températures mesurées en hiver. Cela suggère également que l'influence de

la dynamique atmosphérique en hiver serait plus forte qu’au printemps et réduirait les gradients méridiens de température. Puisque les prédictions de température de l’hiver boréal ne sont pas en accord les mesures, le modèle ne peut pas reproduire l’évolution saisonnière mesurée à 1 hPa et 0,1 hPa.

À 10 hPa et à 0,01 hPa, les températures prédites diffèrent des températures mesurées pendant l’hiver et le printemps de l’hémisphère nord. À 10 hPa, le profil méridien de température prédit est en bon accord global avec les observations dans les deux hémisphères pour les deux saisons, bien que les températures prédites soient plus basses que les températures mesurées. De 25°N à 79°N, à 10 hPa, le modèle radiatif-convectif prédit un faible contraste saisonnier ($\lesssim 3$ K), en bon accord avec les mesures CIRS. Dans l’hémisphère sud, le modèle prédit que le contraste saisonnier entre l’été austral et l’automne augmente des moyennes aux hautes latitudes, tandis que les mesures ne montrent pas de contraste saisonnier aux moyennes latitudes, puis le même contraste saisonnier (8 K) que le modèle à 70°S. À 0,01 hPa, les températures mesurées sont toujours plus élevées que celles prédites. Le modèle prédit d’importantes variations saisonnières (jusqu’à 30 K), qui ne correspondent pas aux températures mesurées dans l’hémisphère nord qui sont constantes entre les deux saisons. Cela suggère l’existence d’une source de chaleur additionnelle, active aux deux saisons et dont l’effet serait plus fort que les contributions radiatives des composants atmosphériques.

5.5.2 Modèle radiatif-convectif 1D

J’ai réalisé des simulations supplémentaires pour étudier de manière plus détaillée l’évolution saisonnière thermique prédite par le modèle et la comparer avec les observations. J’ai utilisé le modèle radiatif-convectif en 1D (c’est-à-dire sur une colonne 64 niveaux de pression, située à une latitude donnée) pour faire des simulations à plusieurs latitudes. Pour chaque latitude, l’état initial de la simulation est le profil de température mesuré par [Guerlet et al. \(2009\)](#) pendant l’hiver boréal. J’ai ensuite fait tourner le modèle jusqu’au printemps suivant (c’est-à-dire la date des observations que j’ai analysées). La figure 5.17 présente les profils de température finaux obtenus avec ces simulations 1D à 25°N et 42°S, qui sont des exemples représentatifs des résultats obtenus pour chaque hémisphère. Ils sont comparés aux profils de température obtenus lors des précédentes simulations 2D et aux profils de température mesurés au printemps grâce aux mesures au limbe CIRS.

À 25°N, pour les pressions supérieures à 1 hPa, cette simulation 1D est en meilleur accord avec les températures mesurées au printemps que la précédente simulation

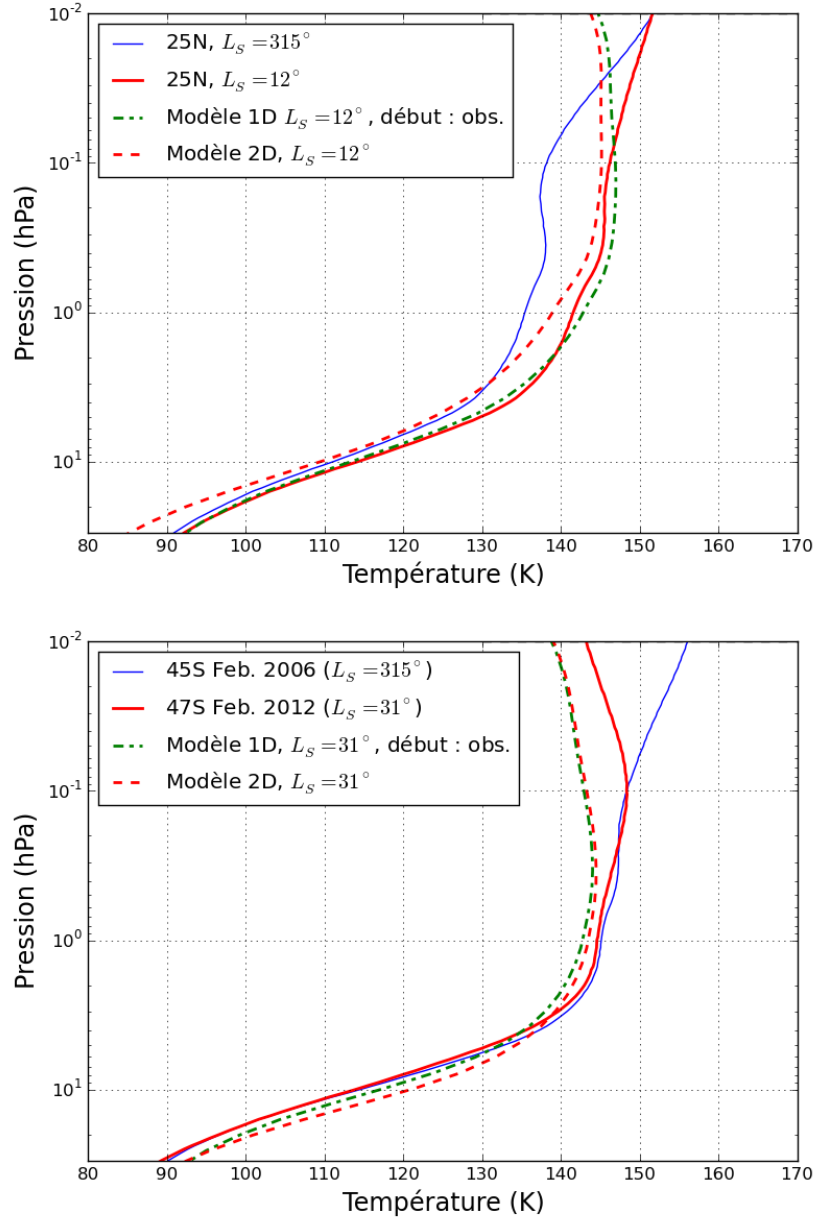


FIGURE 5.17 – Simulations 1D de l'évolution saisonnière radiative à 25°N (haut) et 47°S (bas). Les fines lignes bleues représentent les profils de température mesurés pendant l'hiver boréal (Guerlet et al. 2009), utilisés en tant que conditions initiales. Les lignes rouges épaisses représentent les profils de températures mesurés au printemps. Les lignes en points-tirets verts sont les profils de température obtenus au printemps, quand le modèle radiatif-convectif part des températures observées par Guerlet et al. (2009). Les tirets rouges sont les profils de température prédits par la simulation 2D pour le printemps boréal. Ces profils sont tracés à l'intérieur des limites verticales de sensibilité des mesures au limbe CIRS.

2D. Par exemple, à 10 hPa, la température prédite par la simulation 1D est la même que la température mesurée au printemps, tandis que la prévision de la simulation 2D est plus froide de 4 K. De 1 hPa à 0,1 hPa, les résultats des deux simulations sont en bon accord avec le profil de température mesuré (à 2 K près). Au-dessus du

niveau de pression 0,1 hPa, la température croît avec l'altitude tandis que les deux simulations prédisent des profils de températures similaires et quasi-isothermes. À 0,01 hPa, les simulations 1D et 2D prédisent des températures similaires car à ce niveau de pression, les constantes de temps radiatives sont courtes. Par contre, ces températures sont inférieures de 7-8 K à la température mesurée à ce niveau de pression.

À 47°S, les résultats des deux simulations sont très similaires (à 2 K près). Aux pressions inférieures à 3 hPa, les prédictions de la simulation 1D sont légèrement plus proches des températures mesurées que les résultats de la simulation 2D. De 1 hPa à 0,1 hPa, les deux simulations prédisent un léger refroidissement de l'été austral à l'automne tandis que les mesures ne montrent aucune variation saisonnière de la température. À 0,1 hPa, pendant l'automne austral, les deux simulations prédisent des températures de 143 K, alors qu'une température de $147 \pm_{2,0}^{1,5}$ K a été mesurée.

Par conséquent, le désaccord entre les mesures et les simulations 2D à 10 hPa pendant le printemps boréal est principalement dû au fait que le modèle ne reproduit pas bien les températures durant l'hiver boréal et à la constante de temps radiatif qui est plus longue à 10 hPa qu'à de plus basses pressions. Cela explique également pourquoi les simulations 1D prédisent mieux les températures jusqu'au niveau de pression 0,1 hPa. De ce fait, dans la basse stratosphère, l'évolution saisonnière mesurée à partir des observations au limbe Cassini/CIRS peuvent être expliquées par les contributions radiatives du méthane, de l'éthane, de l'acétylène et des aérosols.

Dans la haute stratosphère, au-dessus du niveau de pression 0,1 hPa, même si les simulations 1D partent des températures observées en hiver, les températures mesurées ne sont toujours pas reproduites par le modèle. Le modèle prédit même un refroidissement à 25°N pour des pressions inférieures à 0,02 hPa tandis que les observations montrent que l'atmosphère s'est réchauffée à cet endroit. Cela renforce l'hypothèse selon laquelle il y a une source de chaleur supplémentaire dont l'influence est plus forte que celle des contributions radiatives. J'ai utilisé les simulations 1D présentées ci-dessus pour estimer le taux de chauffage $\frac{dT}{dt}$ de cette source de chaleur. Par exemple à 25°N, la simulation 1D prédit que la température passe de $T_{ini} = 151,7$ K à $T_{fin} = 144,7$ K en 3685 jours de Saturne (dont la durée est de 38052 s). On a donc un taux de refroidissement :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{151,7 - 144,7}{3685 \times 38052} = 4,97 \times 10^{-8} \text{ K/s} = 0,004 \text{ K/jour} \quad (5.32)$$

Or les mesures montrent que la température à cette latitude n'a pas évolué entre les deux saisons. Le taux de chauffage de la source de chaleur que je recherche est donc égal au taux de refroidissement calculé en (5.32). En appliquant ce calcul à toutes les

latitudes pour lesquelles j'ai effectué des simulations 1D, j'ai trouvé que ce taux de chauffage est compris entre 0,004 K/jour et 0,008 K/jour. Il semble peu probable que cela soit dû à l'effet des gaz négligés dans ce modèle. En effet, [Guerlet et al. \(2014\)](#) ont montré que les contributions radiatives de ces gaz (propane, méthylacétylène, diacétylène et CH₃D) pourraient faire baisser les températures prévues par le modèle de 1 K à 2 K, ce qui est du même ordre de grandeur que les erreurs sur les températures mesurées par CIRS. Ce chauffage pourrait être dû à une hypothétique couche supplémentaire d'aérosols dans la haute stratosphère, mais on manque de contrainte observationnelle pour la modéliser. Des résultats préliminaires d'observations Cassini/UVIS semblent indiquer que de la chaleur provenant de la thermosphère pourrait se diffuser dans la haute stratosphère par conduction moléculaire (communication privée de D. Strobell), mais les incertitudes sur l'estimation de ce flux de chaleur sont assez grandes. Des phénomènes dynamiques pourraient également être à l'œuvre. Un chauffage de la haute stratosphère par subsidence paraît peu plausible car elle devrait avoir lieu simultanément à toutes les latitudes. Le déferlement d'ondes de gravité pourrait apporter l'énergie requise comme suggéré par [Yelle et al. \(1996\)](#) pour la haute atmosphère de Jupiter. J'étudie cette hypothèse de manière plus détaillée dans la section suivante.

5.5.3 Apport d'énergie par déferlement des ondes de gravité.

Les ondes de gravité sont créées par l'instabilité des *jets* ou par la convection, puis se propagent horizontalement et verticalement. Leur amplitude augmente au fur et à mesure que la densité diminue. Quand le gradient de température de ces ondes est égal au gradient adiabatique, de l'instabilité convective apparaît et les ondes déferlent. [Harrington et al. \(2010\)](#) ont observé la haute stratosphère de Saturne (0,06-0,001 hPa) lors d'occultations stellaires. Leurs mesures du gradient vertical de température comportent des structures qu'ils attribuent au déferlement des ondes de gravité. De plus, [Harrington et al. \(2010\)](#) ont ajusté les profils de température qu'ils ont mesuré avec un modèle d'onde de gravité et ont ainsi détecté plusieurs modes d'onde de gravité.

J'ai utilisé les caractéristiques des ondes détectées par [Harrington et al. \(2010\)](#) (période, longueur d'onde verticale et amplitude en température) pour calculer le flux d'énergie transporté par ces ondes, à l'aide de la formule démontrée par [French and Gierasch \(1974\)](#) et de la correction apportée par [Matcheva and Strobel \(1999\)](#) :

$$F = \frac{\omega}{\mu} \frac{\rho_0 c_p (\Delta T_1)^2}{T_0} \frac{1 - \frac{\omega^2}{N^2}}{1 + \frac{1}{\mu^2 H^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\omega^2}{N^2} \right)^2} \quad (5.33)$$

F est une fonction de paramètres thermodynamiques (γ le coefficient adiabatique, c_p la chaleur massique à pression constante), des paramètres atmosphériques locaux (la den-

sité ρ_0 , la température moyenne T_0 , la fréquence de Brunt-Väisälä $N = \sqrt{\frac{g}{T_0} \left(\frac{dT}{dz} - \gamma \right)}$, la hauteur d'échelle H) et des caractéristiques des ondes (le nombre d'onde vertical μ , la pulsation ω , l'amplitude de la perturbation en température ΔT_1). L'équation (5.33) décrit le flux vertical d'énergie transporté par des ondes de gravité hydrostatiques dans une atmosphère compressible. On suppose que la direction verticale est la direction de propagation dominante parce que lors du déferlement des ondes de gravité, l'atmosphère devient instable (du point de vue de la convection) et cela génère du mélange vertical. De plus les échelles verticales (longueur d'onde verticale et hauteur d'échelle) sont beaucoup plus petites que les échelles horizontales. Le taux de chauffage produit par le déferlement de ces ondes de gravité est :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dF}{dz} \frac{1}{\rho c_p} \sim \frac{F}{H} \frac{1}{\rho c_p} \quad (5.34)$$

Dans le tableau 5.4, je présente les caractéristiques des ondes détectées par [Harrington et al. \(2010\)](#) ainsi que les taux de chauffage calculés partir des formules (5.33) et (5.34). Ces calculs montrent que le déferlement de telles ondes à 0,01 hPa peut produire un taux de chauffage compris entre 0,002 K/jour et 0,133 K/jour. De ce fait, le déferlement des ondes de gravité pourrait apporter l'énergie requise pour expliquer les températures mesurées à 0,01 hPa. La large gamme de taux de chauffages calculés s'explique par la diversité des ondes détectées par [Harrington et al. \(2010\)](#). En effet, leurs longueurs d'onde verticale vont de 6,5 km à 40 km, et leurs périodes sont comprises entre 13,3 minutes et 125,7 minutes. Il faudrait donc plus de contraintes observationnelles sur les ondes de gravité dans l'atmosphère de Saturne pour pouvoir estimer plus précisément l'énergie transportée et déposée par ces ondes dans la haute stratosphère. Par ailleurs, pour que le déferlement des ondes de gravité puisse expliquer les températures mesurées à 0,01 hPa, il doit avoir lieu à ce même niveau de pression alors que le modèle de [Matcheva and Barrow \(2012\)](#) prédit que la région de dissipation des ondes serait comprise entre 10^{-5} hPa et 10^{-8} hPa pour une large gamme de paramètres d'onde de gravité. Le cisaillement vertical des vents zonaux pourrait peut-être déclencher le déferlement des ondes de gravité à des pressions aussi élevées que 0,01 hPa, mais cette grandeur n'a jamais été mesurée dans la haute stratosphère.

Longueur d'onde verticale (km)	Période (minutes)	Amplitude (K)	$\frac{dT}{dt}$ (K/jour)
12,5	85,5	0,7	0,011
20	125,7	0,26	0,002
25	35,6	0,6	0,034
40	42,0	1	0,133

TABLE 5.4 – Caractéristiques des ondes détectées par [Harrington et al. \(2010\)](#) et taux de chauffage correspondants.

6

Un GCM pour Saturne

Dans ce chapitre, je présenterai la version du GCM LMDZ adaptée à Saturne ainsi que ses applications. Ce GCM a été construit en couplant notre modèle radiatif-convectif (décrit dans le chapitre précédent) qui contient les paramétrisations physiques appropriées à l'atmosphère de Saturne, au cœur dynamique LMDZ qui permet de résoudre les équations régissant la dynamique atmosphérique. Les simulations numériques réalisées avec ce GCM de Saturne permettent d'étudier différents aspects de la dynamique atmosphérique de Saturne. Au cours de ma thèse, je me suis intéressée plus particulièrement à l'effet de l'ombre des anneaux sur l'atmosphère et à la propagation des ondes.

Je commencerai ce chapitre en présentant les caractéristiques du cœur dynamique du GCM LMDZ. Par la suite, je montrerai les résultats des différentes simulations numériques que j'ai effectuées à partir de ce modèle.

Sommaire

6.1	Cœur dynamique de LMDZ	126
6.1.1	Les équations primitives de la météorologie	126
6.1.2	Discretisation spatiale et temporelle	128
6.1.3	Dissipation	133
6.1.4	<i>Sponge layer</i>	134
6.1.5	Guidage	134
6.2	Études de la dynamique de la stratosphère de Saturne	135
6.2.1	Simulations en $128 \times 96 \times 64$	136
6.2.2	Simulations en $128 \times 96 \times 64$ non guidées	146
6.2.3	Simulations en $256 \times 192 \times 64$	158

6.1 Cœur dynamique de LMDZ

6.1.1 Les équations primitives de la météorologie

Le cœur dynamique d'un GCM permet de résoudre les équations primitives de la météorologie sur la grille 3D (longitude, latitude, altitude). Ces équations reposent sur plusieurs approximations. Tout d'abord, on considère que l'atmosphère est un gaz parfait dans la gamme de pressions représentée dans le modèle (ici de 3000 hPa à 0,001 hPa). La pression P , la température T et la masse volumique ρ sont reliées par l'équation :

$$P = \rho R^* T \quad (6.1)$$

où $R^* = \frac{R}{M}$. R désigne la constante des gaz parfaits et M la masse molaire de l'atmosphère. On fait également l'approximation de couche mince : comme le rapport entre l'étendue horizontale de l'atmosphère et son épaisseur est grand, les effets dus aux variations de la distance par rapport au centre de la planète sont négligeables.

Les équations primitives de la météorologie s'expriment à l'aide de la dérivée totale ou dérivée lagrangienne :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \quad (6.2)$$

où \vec{u} désigne le vecteur vitesse. Cette expression traduit le fait que l'évolution temporelle d'une variable en un point fixe ($\frac{\partial}{\partial t}$, point de vue eulérien) peut être due à des variations de cette variable au sein des parcelles d'air qui passent par ce point ($\frac{D}{Dt}$, point de vue lagrangien, où on suit le mouvement d'une parcelle d'air) et au mouvement (ou advection) des parcelles d'air (terme $\vec{u} \cdot \vec{\nabla}$).

À l'aide de ces approximations et de cette notation, on peut écrire les équations primitives de la météorologie :

- Équation de Navier-Stokes :

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} + \frac{\vec{\nabla}P}{\rho} - \vec{g}_{eff} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} = \vec{F} \quad (6.3)$$

où \vec{g}_{eff} est la gravité effective, $\vec{\Omega}$ le vecteur rotation, \vec{F} une force de friction. Cette équation traduit la conservation de la quantité de mouvement pour un fluide dans un repère tournant, d'où le terme $2\vec{\Omega} \wedge \vec{u}$ qui correspond à la force de Coriolis. La gravité effective $\vec{g}_{eff} = g\vec{k} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$ (avec \vec{r} , le vecteur position de la parcelle d'air considérée) correspond à la combinaison de l'attraction gravitationnelle de la planète $g\vec{k}$ et de la force centrifuge $(-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}))$. On peut

faire l'approximation hydrostatique car la résolution du modèle est comparable aux échelles synoptiques et permet de traiter les mouvements de grande échelle. Ainsi, on suppose que l'accélération verticale et la composante verticale de la force de friction sont négligeables devant la gravité. De ce fait, selon la verticale, l'équation (6.3) se réduit à un équilibre entre la force de pression et la gravité effective :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g_{eff} \quad (6.4)$$

- Équation de continuité :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (6.5)$$

Elle traduit la conservation de la masse au sein d'une parcelle d'air de volume constant.

- Équation de l'énergie :

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{Q}{C_p} \left(\frac{P_0}{P} \right)^\kappa \quad (6.6)$$

$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^\kappa$ désigne la température potentielle, c'est-à-dire la température qu'aurait la parcelle si on la ramenait à la pression de référence P_0 par une transformation adiabatique. κ est l'indice adiabatique $\frac{\gamma-1}{\gamma}$ où γ désigne le rapport entre la capacité calorifique à pression constante C_p et la capacité calorifique à volume constant C_v . Q correspond à la chaleur apportée par les échanges radiatifs mais aussi la turbulence, la convection, la condensation et la sublimation. Cette équation traduit la conservation de l'énergie.

- Conservation des composants secondaires

$$\frac{Dq}{Dt} = S_q \quad (6.7)$$

où q désigne l'abondance du composant secondaire considéré et S_q les variations d'abondance de cette espèce due à divers processus (condensation, sublimation, réactions chimiques, mouvements dus à la turbulence ou à la convection).

Q , \vec{F} et S_q proviennent des processus sous-maille (tels que le transfert radiatif, la turbulence ou les changements d'état). Ils sont calculés grâce au modèle physique de la planète étudiée. Ici, on ne considère ni le transport, ni les changements d'état et réactions chimiques des composants secondaires. Q et \vec{F} sont calculés par le modèle radiatif-convectif de Saturne décrit dans le chapitre précédent.

6.1.2 Discrétisation spatiale et temporelle

Les équations présentées dans la section 6.1.1 doivent être résolues selon les dimensions spatiales et temporelle. Pour cela, on adopte des discrétisations spatiale et temporelle, décrite dans cette section.

Discrétisation spatiale

Les équations primitives de la météorologie sont discrétisées spatialement sur une grille 3D sphérique (longitude×latitude×altitude). Dans le GCM LMDZ, on utilise la méthode des différences finies, qui permet d'estimer les opérateurs de dérivation en faisant des différences entre les valeurs d'une même variable prises en des points adjacents de la grille. Cette méthode s'appuie sur les développements de Taylor. Par exemple, si on se place en un point (i, j) d'une grille 2D (illustrée en figure 6.1), la dérivée partielle en x d'une variable f (la température potentielle par exemple) sera donnée par :

$$\frac{\partial f}{\partial x}(i, j) = \frac{f(i+1, j) - f(i-1, j)}{2p_x} \quad (6.8)$$

où p_x désigne le pas de la grille selon la direction x .

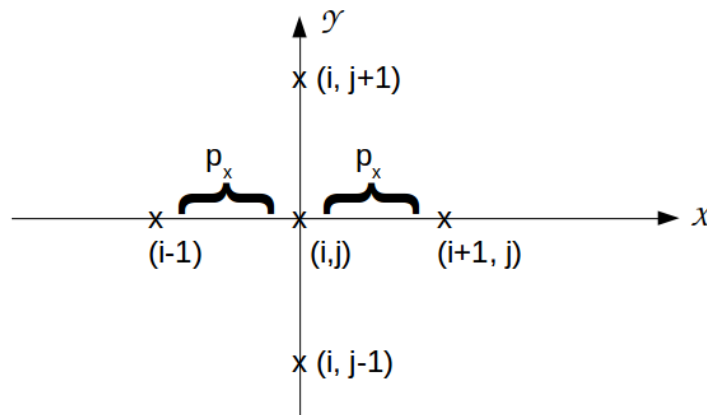


FIGURE 6.1 – Exemple de discrétisation spatiale (en 2D)

Le choix de la résolution spatiale est une problématique importante lors de l'élaboration des simulations. En effet, il faut trouver un équilibre entre la précision requise pour modéliser la dynamique atmosphérique et le coût de la simulation en terme de mémoire et de temps total de calcul. Le choix de la résolution spatiale détermine l'échelle minimale sur laquelle la simulation peut reproduire les phénomènes atmosphériques. Au cours de ma thèse, j'ai utilisé principalement deux résolutions spatiales pour les simulations LMDZ :

- 128 points en longitude, 96 points en latitude et 64 points en altitude (que j'abrégearai en $128 \times 96 \times 64$) : cela correspond à une résolution de $1,9^\circ$ en latitude et $2,8^\circ$ en longitude, ce qui est du même ordre que la résolution spatiale des observations. On peut comparer cette résolution spatiale au rayon de déformation de Rossby L_D , qui définit l'échelle à laquelle des instabilités résultant des interactions entre la force de Coriolis et la force de gravité apparaissent. Grâce à l'analyse dimensionnelle des équations du mouvement, on peut définir L_D par :

$$L_D = \frac{N_B H}{f} \quad (6.9)$$

où H est la hauteur d'échelle. H vaut environ 48 km à 1 hPa, en considérant une température moyenne de 130 K. H est environ 7 fois plus grand sur Saturne que sur Terre. N_B représente la fréquence de Brunt-Väisälä, définie par :

$$N_B^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \Gamma_d \right) \quad (6.10)$$

où g est la gravité et $\Gamma_d = \frac{-g}{C_p}$ le gradient adiabatique de température. À 1 hPa, en considérant une température T moyenne de 130 K et la gravité moyenne $g = 10,44 \text{ m/s}^2$, $N_B = 7,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. f désigne le facteur de Coriolis qui s'exprime en fonction de la latitude θ et de la vitesse de rotation angulaire Ω de la planète :

$$f = 2\Omega \sin \theta = 2,33 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (6.11)$$

à 45° de latitude. On a donc :

$$L_D \simeq 1500 \text{ km} \quad (6.12)$$

On estime que pour que les structures atmosphériques de taille L_D soient bien résolues, elles doivent couvrir au minimum trois points de grille. Il faudrait donc que le GCM comporte au minimum 324 points en latitude, mais cette résolution n'est pas accessible pour l'instant (notamment à cause la quantité de mémoire requise). En $128 \times 96 \times 64$, on ne peut donc pas résoudre les instabilités dont l'échelle est inférieure ou égale à L_D . Sur la figure 6.2, on peut voir que cette résolution spatiale est du même ordre de grandeur que la largeur des *jets* et permet de résoudre les perturbations à l'échelle planétaire telles que les *Great White Spots*. Par contre, on ne peut pas résoudre les tourbillons (*eddies*), alors que plusieurs études ont suggéré qu'ils apportent de l'énergie et du moment cinétique à l'écoulement zonal moyen et donc qu'ils « alimentent » les *jets* (Sanchez-Lavega

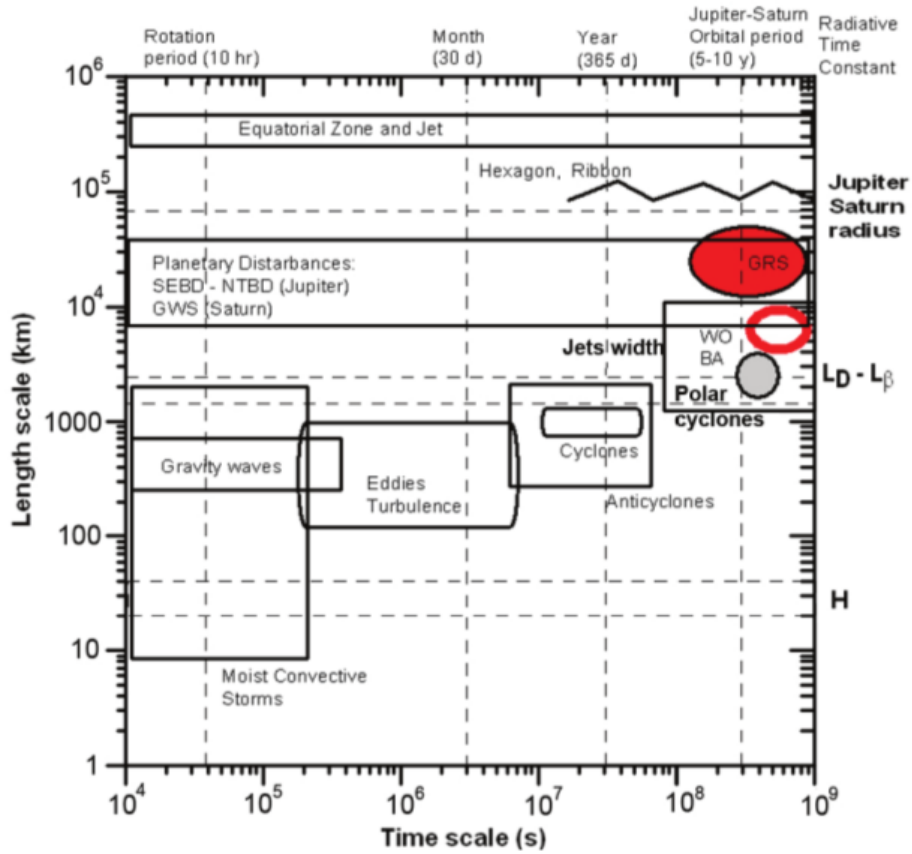


FIGURE 6.2 – Échelles temporelle et spatiale de la dynamique atmosphérique de Saturne. L_D , L_β et H représentent respectivement le rayon de déformation de Rossby, la longueur de Rhines et l'échelle de hauteur. Crédits : [Sanchez-Lavega et al. \(tted\)](#).

2010). En $128 \times 96 \times 64$, les jets ne peuvent donc pas apparaître « spontanément » dans le modèle.

Dans les simulations en $128 \times 96 \times 64$, j'ai modélisé l'atmosphère de 3000 hPa à $1,3 \times 10^{-3}$ hPa. Cette gamme de pression est découpée en 64 niveaux de pression. Une décade de pression est couverte par 8 à 10 niveaux de pression, ce qui permet de bien échantillonner la structure verticale de l'atmosphère. Par exemple, à 1 hPa, la résolution verticale est d'environ 16 km. C'est trois fois inférieur à la hauteur d'échelle H , qui est l'échelle caractéristique des variations verticales de pression et de densité dans l'atmosphère.

- 256 points en longitude, 192 points en latitude, 64 points en altitude ($256 \times 192 \times 64$). La résolution verticale est la même que précédemment. Par contre la résolution horizontale est quatre fois meilleure ($0,9^\circ$ en latitude et $1,4^\circ$ en longitude). En améliorant notre résolution horizontale, on peut résoudre plus finement certaines structures de grande échelle telles que des ondes atmosphériques.

Discrétisation temporelle

Le but de l'intégration temporelle est de résoudre une équation de type

$$\frac{df}{dt} = G(f, t) \quad (6.13)$$

Il existe plusieurs schémas d'intégration temporelle, basés sur des développements de Taylor, permettant d'estimer la solution de cette équation. Dans LMDZ, on en utilise deux : la méthode Leapfrog et la méthode Matsuno. On discrétise le temps avec un pas δt . Dans la méthode Leapfrog, la dérivée de la variable f au temps $t + \delta t$ est calculée en utilisant la valeur de f deux pas de temps avant, c'est-à-dire en $t - \delta t$:

$$f(t + \delta t) = f(t - \delta t) + 2\delta t G(f, t) \quad (6.14)$$

La méthode Matsuno consiste à utiliser un prédicteur-correcteur : on fait une première estimation de l'état de f au temps $t + \delta t$, notée \hat{f} :

$$\hat{f}(t + \delta t) = f(t) + \delta t G(f, t) \quad (6.15)$$

Puis on utilise cette première valeur pour améliorer l'estimation de $f(t + \delta t)$:

$$f(t + \delta t) = f(t) + \delta t G(\hat{f}(t + \delta t), t + \delta t) \quad (6.16)$$

La combinaison de ces deux schémas d'intégration temporelle permet de profiter des avantages des deux méthodes, tout en palliant leurs inconvénients. En effet, la méthode Leapfrog est simple et assez rapide. Cependant, on peut avoir une divergence entre la solution obtenue avec les pas Leapfrog pairs et celle obtenue avec les pas Leapfrog impairs. Dans la méthode Matsuno, on ne rencontre pas cet inconvénient, mais elle requiert plus de calculs. C'est pour cela que dans le GCM LMDZ, la plupart des intégrations temporelles sont faites en Leapfrog. On réalise un pas Matsuno régulièrement (généralement tous les 5 pas Leapfrog), de façon à éviter des divergences entre la solution obtenue avec les pas Leapfrog pairs et celle obtenue avec les pas Leapfrog impairs.

Le choix du pas de temps est également une problématique importante lors de la conception des simulations numériques. Réduire le pas de temps peut permettre d'améliorer la précision de la simulation, en permettant de résoudre l'échelle temporelle de phénomènes supplémentaires. Un pas de temps trop grand rend la simulation instable. Le pas de temps maximal pour que le modèle soit stable numériquement est défini par

le critère CFL (Courant-Friedrichs-Lewy, [Courant et al. 1928](#)) :

$$u_{max}\delta t < \delta x_{min} \quad (6.17)$$

où u_{max} est la vitesse maximale du vent et δx_{min} la taille de la plus petite maille du modèle. Cela signifie que dans le modèle, une parcelle d'air ne doit pas pouvoir traverser plus d'une maille en un pas de temps. Or les équations sont résolues sur une grille sphérique. De ce fait, plus les mailles sont proches des pôles, plus elles sont petites. Or, pour respecter le critère CFL, le pas de temps maximal devrait être ajusté en fonction de la taille des mailles les plus petites. Afin de rendre le pas de temps moins dépendant de la taille des mailles polaires et de pouvoir utiliser un pas de temps plus grand, les ondes de courtes longueurs d'ondes longitudinales qui peuvent apparaître près des pôles dans la simulation et rendre le modèle instable numériquement, sont filtrées à l'aide d'une transformée de Fourier. Ainsi le modèle ne sera pas instable numériquement à cause du critère CFL. Dans mes simulations LMDZ, j'ai utilisé un pas de temps dynamique de 136 s ce qui correspond à 280 pas de temps par période de rotation de Saturne.

Lors d'une simulation avec le GCM LMDZ, le modèle radiatif-convectif n'est pas nécessairement appelé à tous les pas de temps dynamiques (pas de temps sur lequel sont résolues les équations de la section 6.1.1). On peut optimiser le temps de calcul en réduisant la fréquence à laquelle le modèle radiatif-convectif est appelé par le cœur dynamique du GCM et même réduire la fréquence à laquelle le calcul du transfert radiatif est effectué par le modèle radiatif-convectif. En effet, la rotation de Saturne sur elle-même est très rapide ($\sim 10,7$ heures) alors que les constantes de temps radiatives dans la stratosphère sont de l'ordre de plusieurs années (~ 9 ans à 1 hPa d'après [Conrath et al. 1990](#)). On peut donc négliger les effets du cycle diurne. Ici, le modèle radiatif-convectif est appelé tous les 140 pas de temps dynamiques (deux fois par jour de Saturne). Le calcul du transfert radiatif est fait tous les 5600 pas de temps dynamiques, soit tous les 20 jours de Saturne (sachant qu'une année de Saturne compte 24430 jours).

Afin d'optimiser le temps de calcul, LMDZ est un code parallélisé en OpenMP et MPI. La grille est découpée en N bandes de latitudes (N étant le nombre de processeurs utilisés). Au cours de ma thèse, j'ai réalisé des simulations LMDZ de Saturne sur les serveurs de calcul de l'Observatoire de Paris (*tycho*), de l'Université Pierre et Marie Curie (*gnome*) et de l'Institut Pierre-Simon Laplace (*ciclad*)¹. Avec les paramètres présentés précédemment et en utilisant simultanément 32 processeurs, on obtient les temps de

¹Aymeric Spiga (co-directeur de thèse) et Mikel Indurain (ingénieur de recherche au LMD) ont également fait des simulations LMDZ de Saturne sur les serveurs de calcul nationaux de l'IDRIS (*Ada*) et du CINES (*OCCIGEN*).

calculs suivant sur ces serveurs :

- À la résolution $128 \times 96 \times 64$: 6000 jours de Saturne pour 24 heures de simulation (768 heures CPU)
- À la résolution $256 \times 192 \times 64$: 2000 jours de Saturne pour 24 heures de simulation (768 heures CPU)

6.1.3 Dissipation

Dans l'atmosphère, des mouvements turbulents peuvent se développer sur différentes échelles spatiales. Aux grandes échelles, pour les planètes en rotation rapides telles que Saturne, la force de Coriolis influe sur le développement horizontal des instabilités et de la turbulence. On parle alors de turbulence 2D géostrophique. Aux petites échelles, la turbulence peut être due à des processus tels que la convection et se développe sur les trois dimensions. C'est la turbulence 3D.

L'énergie transportée par les mouvements turbulents évolue en « cascade », c'est à dire que l'énergie se répartit sur différentes échelles spatiales. Dans le cas de la turbulence 2D géostrophique, l'énergie va être transportée vers des échelles spatiales de plus en plus grandes (on parle aussi de « cascade inverse »). Dans le cas de la turbulence 3D l'énergie se répartit sur des échelles spatiales de plus en plus petites et finit par se dissiper. C'est ce dernier cas qui va nous intéresser. En effet, dans un GCM, quand cette énergie turbulente arrive à l'échelle sous-maille, elle ne peut plus être résolue par le cœur dynamique et s'accumule, ce qui est source d'instabilité numérique. Afin d'éviter ce problème, on utilise un opérateur de dissipation qui simule le rôle des mouvements atmosphériques à l'échelle sous-maille. Cet opérateur consiste en un Laplacien itéré q fois sur une variable A donnée :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{-1^q}{\tau} (\delta x)^{2q} \Delta^q \quad (6.18)$$

où δx représente le pas horizontal du modèle et τ l'échelle de temps de la dissipation. τ et q sont fixés arbitrairement. Plus q est grand, plus la dissipation porte sur les petites échelles spatiales. Généralement, la dissipation est utilisée sur la température potentielle avec $q = 2$, la divergence de l'écoulement $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ avec $q = 1$ et la vorticité de l'écoulement $\vec{\nabla} \wedge \vec{u}$ avec $q = 2$. Mikel Indurain² a également réalisé des simulations dites en « hyperdiffusion » où les ordres des opérateurs de dissipation sont plus élevés : $q = 3$ pour la température potentielle, $q = 2$ pour la divergence de l'écoulement et $q = 3$ pour la vorticité de l'écoulement. Cette hyperdiffusion est plus sélective que la

²Ing nieur de recherche au LMD

dissipation classique car elle dissipe plus efficacement l'énergie sur les petites échelles et moins sur de plus grandes échelles que la dissipation classique.

6.1.4 *Sponge layer*

Les ondes atmosphériques se propageant verticalement dans le modèle peuvent être réfléchies vers le bas par le haut du modèle alors qu'il s'agit d'une limite purement artificielle. Pour éviter ce problème, on utilise une *sponge layer* dans le modèle. Il s'agit d'une couche répartie sur plusieurs niveaux verticaux en haut du modèle dans laquelle les éventuelles ondes sont atténuées en relaxant progressivement les vent zonaux et méridiens vers 0 m/s. Dans LMDZ, cette couche s'étend de 0,13 hPa à 0,0013 hPa (limite supérieure du modèle).

6.1.5 Guidage

Comme nous le verrons par la suite, quand on démarre une simulation à partir d'un état initial où les vents sont nuls, il faut plusieurs années de simulation (plus de 5 années de Saturne) pour que la dynamique atmosphérique s'équilibre et que les vents atteignent leur vitesse finale. De plus, nous avons vu que les résolutions spatiales utilisées sont *a priori* insuffisantes pour que des *jets* se développent dans les simulations. Pour contourner ces problèmes, on peut guider les vents (on parle aussi de *nudging*). Pour cela, on force le vent zonal u vers un profil vertical du vent zonal u_g prédéfini. Cela revient à rajouter un terme supplémentaire d'accélération dans l'équation de Navier-Stokes projetée selon la direction zonale. Le guidage est réalisé grâce à une relaxation newtonienne :

$$u(t + \delta t) = u(t) - \delta t \times \frac{u - u_g}{\tau} \quad (6.19)$$

où τ est le temps de relaxation. u_g a été construit à partir du profil de vent méridien mesuré par [Choi et al. \(2009\)](#) à partir de données Cassini/VIMS (voir figure 6.3). τ est ajusté grâce au paramètre f_w qui va influencer sur la « raideur » du rappel et grâce à α qui va faire évoluer τ en fonction de la pression :

$$\tau(P) = \frac{f_w}{\alpha(P)} \quad (6.20)$$

où

$$\alpha(P) = 0,5 \times \left(1 + \tanh \left(\log \frac{P}{P_{half}} \right) \right) \quad (6.21)$$

P_{half} désigne le niveau de pression où $\alpha(P) = 0,5$. Ici P_{half} est fixé à 1000 hPa. Cette

fonction d'atténuation permet d'avoir un guidage dans la troposphère et pas dans la stratosphère, tout en assurant une transition rapide mais sans discontinuité entre ces deux parties de l'atmosphère. Au cours des différentes simulations guidées réalisées, j'ai fait varier f_w de 10^5 s (2,6 jours de Saturne, guidage fort) à 10^7 s (260 jours de Saturne, guidage faible). Au cours des différentes simulations, j'ai le plus souvent utilisé la valeur intermédiaire $f_w = 10^6$ s (26 jours de Saturne) car elle permet aux simulations de s'équilibrer assez rapidement (en 3 ans de Saturne). Les valeurs plus élevées peuvent rendre le modèle instable numériquement alors que les valeurs plus faibles augmentent le temps nécessaire à la convergence de la simulation.

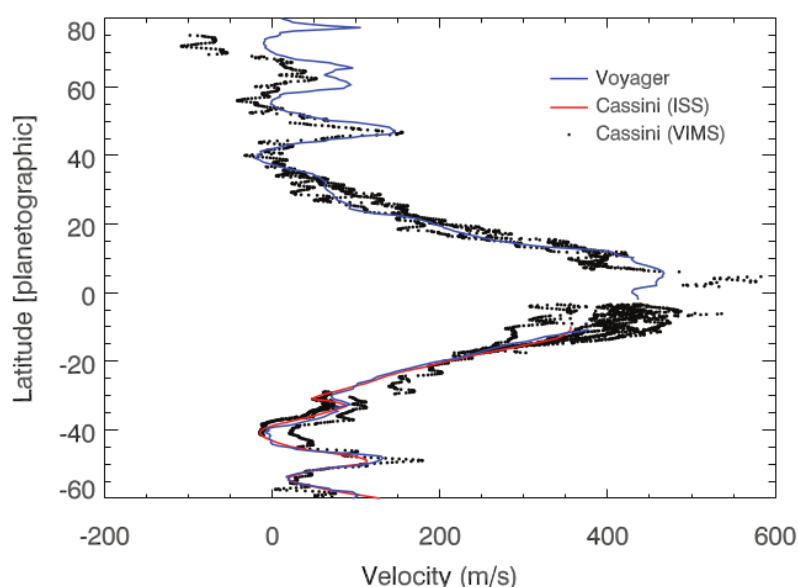


FIGURE 6.3 – Profil de vent méridien mesuré par [Choi et al. \(2009\)](#) à 3000 hPa, à partir de données Cassini/VIMS (en noir). Il est comparé à des mesures similaires faites avec Voyager et Cassini/ISS.

6.2 Études de la dynamique de la stratosphère de Saturne

Je vais maintenant présenter les résultats des différentes simulations numériques que j'ai réalisées avec LMDZ. Ces résultats seront parfois comparés avec ceux de simulations du modèle radiatif-convectif. Par soucis de simplification, je désignerai le plus souvent les simulations réalisées par des noms, résumés dans le tableau 6.1. Les noms des simulations ont été choisis ainsi :

- Première lettre : simulation de la dynamique atmosphérique avec LMDZ (D) ou simulation radiative-convective (R)

- Résolution : $128 \times 96 \times 64$ (128) ou $256 \times 192 \times 64$ (256)
- Deuxième groupe de lettres : simulation avec anneaux (A) ou sans anneaux (SA)
- Troisième groupe de lettres : simulation guidée (G) ou non guidée (NG)

Nom	Résolution	Anneaux	Dynamique	Guidage
D_128_A_G	$128 \times 96 \times 64$	oui	oui	oui
D_128_SA_G	$128 \times 96 \times 64$	non	oui	oui
D_128_A_NG	$128 \times 96 \times 64$	oui	oui	non
D_128_SA_NG	$128 \times 96 \times 64$	non	oui	non
D_256_A_G	$256 \times 192 \times 64$	oui	oui	oui
D_256_A_NG	$256 \times 192 \times 64$	oui	oui	non
R_128_A	128×64	oui	non	non
R_128_SA	128×64	non	non	non

TABLE 6.1 – Récapitulatif des simulations effectuées

6.2.1 Simulations en $128 \times 96 \times 64$

J’ai tout d’abord réalisé des simulations guidées dans la résolution $128 \times 96 \times 64$ avec (D_128_A_G) et sans anneaux (D_128_SA_G). L’état initial est issu d’une simulation 2D radiative-convective équilibrée. Dans ces simulations, j’ai utilisé un guidage moyen, défini par $f_w = 10^6$ s. La durée de ces simulations est de 3 années de Saturne, ce qui est le temps nécessaire pour que la dynamique atmosphérique converge. Je présente ici les résultats de la dernière année de simulation.

La figure 6.4 présente les températures obtenues lors de la dernière année des simulations D_128_A_G et D_128_SA_G, à 25°N et à 1 hPa. On constate que les variations saisonnières prédites par ces deux simulations sont assez faibles : elles atteignent 3,5 K dans la simulation avec anneaux et 2,5 K dans celle sans anneaux. Ce résultat est plutôt étonnant car les mesures Cassini/CIRS au limbe montrent de fortes variations saisonnières de la température à cette latitude et à ce niveau de pression. De plus, les différences entre les températures prédites par les deux simulations ne sont pas très grandes. L’écart maximal de température entre les deux simulations n’est que de 3 K (à $L_S = 237^\circ$). Quand on compare des simulations du modèle radiatif-convectif avec et sans anneaux (R_128_A et R_128_SA), à la même pression et à la même latitude, l’écart entre les deux simulations atteint 16 K.

La figure 6.5, montre les températures prédites pour le printemps boréal et l’hiver boréal à 1 hPa par la simulation avec anneaux (D_128_A_G). On peut voir qu’aux

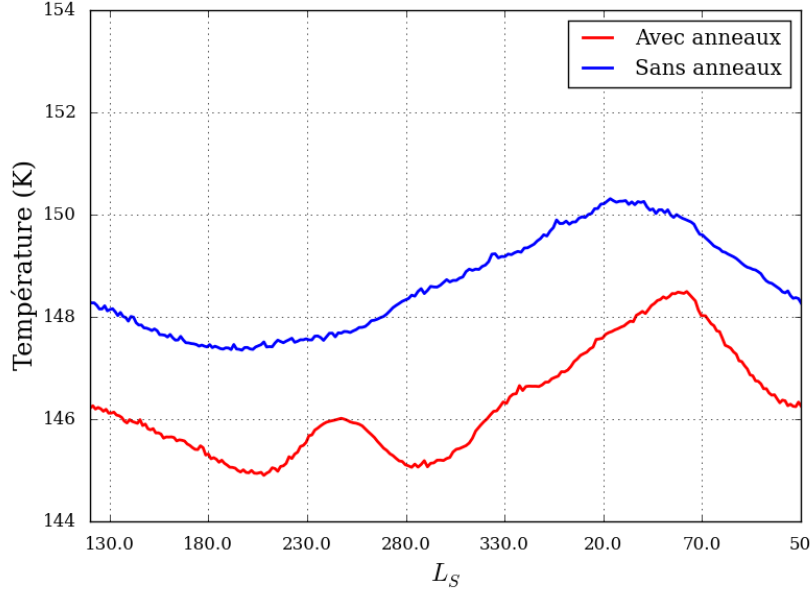


FIGURE 6.4 – Évolution temporelle de la température à 25°N , à 1 hPa dans les simulations en $128 \times 96 \times 64$ guidées, avec anneaux (en rouge) et sans anneaux (en bleu).

deux saisons, il y a un minimum de la température (d'environ 20 K) centrée sur l'équateur. De 30°S à 30°N , les variations saisonnières sont faibles (inférieures à 3 K) car dominées par cet effet. Plus on s'éloigne de l'équateur, plus les variations saisonnières de température sont grandes. Elles atteignent 12 K au Pôle Sud. On retrouve les mêmes tendances dans les prédictions de température de la simulation sans anneaux (D_128_SA_G).

La figure 6.6 montre la moyenne zonale du vent zonal à $L_S = 315^\circ$ dans les simulations guidées D_128_A_G et D_128_SA_G. On peut voir que dans les deux cas, la dynamique atmosphérique est dominée par un fort *jet* qui s'étend de 30°S à 30°N et de 3000 hPa à 0,04 hPa, au-delà du début du *sponge layer*. Ce comportement est surprenant car il ne correspond pas au guidage imposé dans cette simulation. En effet, on peut voir qu'à 10 hPa, la vitesse moyenne du vent zonal à l'équateur est de l'ordre de 400 m/s, ce qui correspond au profil méridien de vent zonal qui sert de référence pour le guidage (u_g). Si on se réfère à l'implémentation du guidage et notamment à l'évolution de l'atténuation du guidage en fonction de la pression $\alpha(P)$ (voir section 6.1.5), au niveau de pression 10 hPa, le guidage de u vers u_g est atténué d'un facteur $\alpha = 10^{-4}$. L'accélération du vent zonal due au terme de guidage devrait donc être négligeable à ce niveau de pression. Le vent à ce niveau de pression devrait donc être bien plus faible. De plus, l'extension méridienne de ce *jet* équatorial n'est pas cohérente avec les mesures de [García-Melendo et al. \(2010\)](#). Dans les simulations, de 20°N à 20°S , la vitesse du jet est supérieure à 330 m/s pour les pressions supérieures à 1 hPa alors que les observations

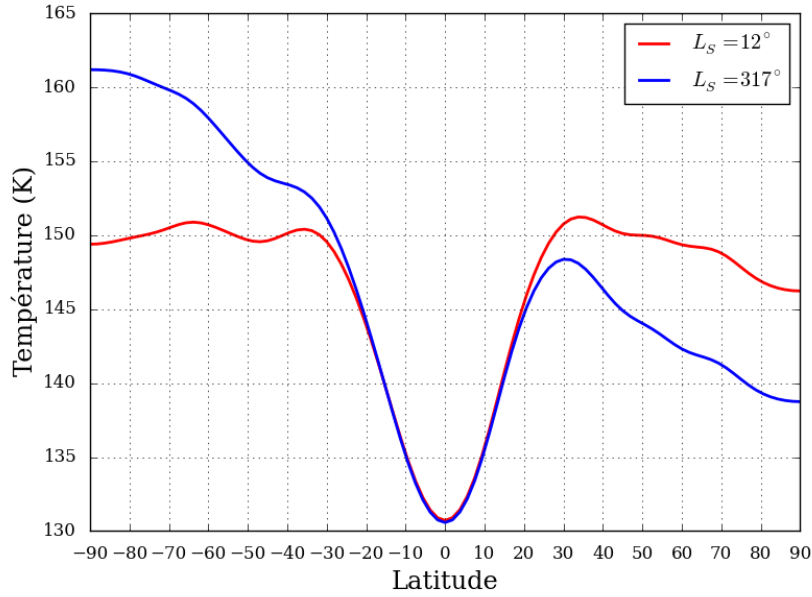


FIGURE 6.5 – Évolution saisonnière des températures à 1 hPa prédite par la simulation guidée en $128 \times 96 \times 64$ avec anneaux. Les courbes bleue et rouge représentent respectivement les températures prédites en hiver et au printemps de l'hémisphère nord ($L_S = 315^\circ$ et $L_S = 12^\circ$).

Cassini/ISS de [García-Melendo et al. \(2010\)](#) montrent que la vitesse du vent zonal diminue rapidement quand on s'éloigne de l'équateur et n'est plus que de 260 m/s vers 5° de latitude (nord et sud) entre 60 hPa et 160 hPa. Ce fort *jet* équatorial est responsable du peu de différences entre les deux simulations guidées et du peu de variations saisonnières entre 30°S à 30°N . Il explique également le fort gradient méridien de température observé entre 30°N et 30°S à cause de l'équilibre du vent thermique. En effet, l'équation du vent thermique est :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{-g}{fT} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (6.22)$$

où f désigne le facteur de Coriolis. Selon cette équation, une forte variation du vent zonal selon l'altitude (comme ce que l'on observe dans la figure 6.6 vers 1 hPa) s'accompagne d'un fort gradient méridien de la température.

D'autres simulations ont été effectuées pour corriger ce problème, à l'aide de temps de relaxation plus longs (obtenus en augmentant f_w) mais elles aboutissent à des résultats sensiblement identiques. Mikel Indurain³ a également réalisé une simulation guidée à la même résolution mais avec une hyperdiffusion, dans laquelle on retrouve également ce fort jet équatorial du bas du modèle au *sponge layer*.

³Ingénieur de recherche au LMD

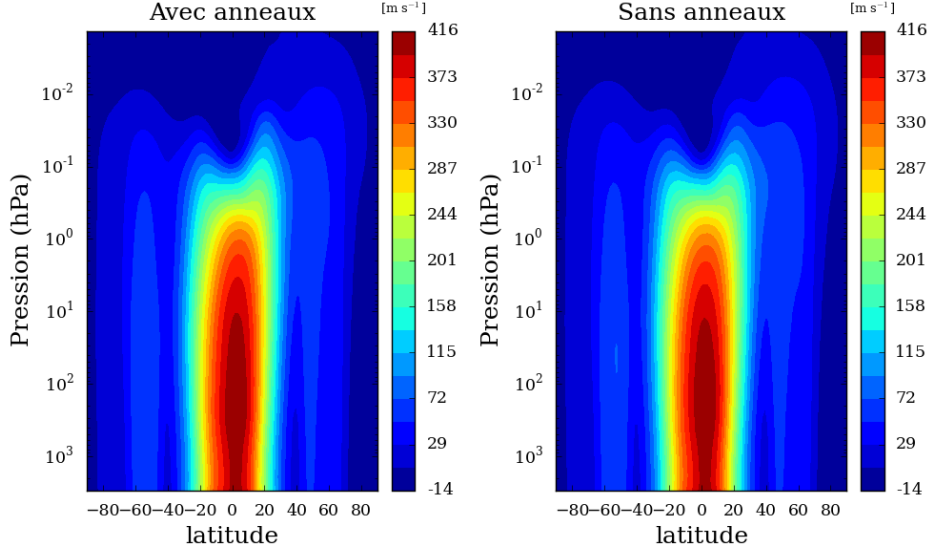


FIGURE 6.6 – Moyenne zonale du vent zonal à $L_S = 315^\circ$ dans les simulations guidées avec et sans anneaux.

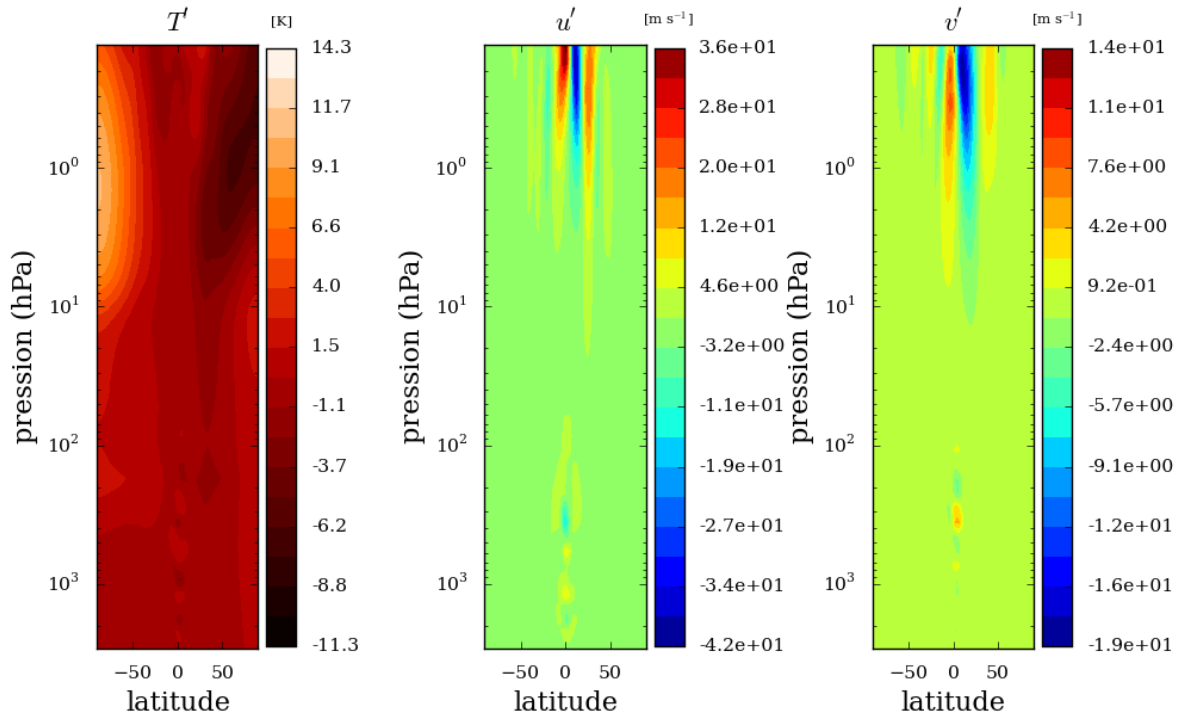


FIGURE 6.7 – Perturbations de température et des vents zonal et méridien à $L_S = 315^\circ$ dans la simulation guidée avec anneaux en $128 \times 96 \times 64$ (D_128_A_G). Ces figures sont tracées pour des niveaux de pression non affectés par le *sponge layer* pour la longitude 0° .

On peut également étudier le développement des ondes dans ces simulations. Celles-ci découlent principalement de l'accélération du *jet* équatorial. La figure 6.7 montre les perturbations de température des vents zonal et méridien à $L_S = 315^\circ$ en fonction de la latitude et de la pression dans la simulation guidée en $128 \times 96 \times 64$ avec anneaux

(D_128_A_G) à la longitude 0° . Les perturbations représentent les écarts de la variable considérée à la moyenne zonale. Par exemple, les perturbations de température sont calculées grâce à :

$$T'(\theta, \varphi, P, t) = T(\theta, \varphi, P, t) - \bar{T}(\theta, P, t) \quad (6.23)$$

où θ , φ et t représentent respectivement la latitude, la longitude et le temps et où \bar{T} désigne la moyenne zonale de la température. Dans cette figure je montre seulement la zone 3000 hPa-0,13 hPa car aux pressions inférieures à 0,13 hPa, les prévisions du modèle sont influencées par le *sponge layer*. On peut distinguer deux zones où les perturbations des vents sont assez marquées pour les trois variables :

- Entre 1 hPa et 0,1 hPa, autour de l'équateur (de 15°S à 30°N). Dans cette zone, les perturbations atteignent au maximum 49 m/s pour le vent zonal, 19 m/s pour le vent méridien et 3 K pour la température.
- Entre 200 hPa et 3000 hPa, à l'équateur. Dans cette zone, les perturbations sont de l'ordre de 2 K pour la température, 19 m/s pour le vent zonal et 6 m/s pour le vent méridien.

La figure 6.8 montre les écarts aux moyennes zonales de température et de vitesse des vents méridien et zonal à $L_S = 315^\circ$ et à la pression de 0,17 hPa, là où les perturbations sont maximales. On remarque que pour ces trois variables, entre 30°N et 30°S , on a une alternance de minima et de maxima, à des intervalles de longitudes réguliers. Ces perturbations sont de l'ordre de 2,5 K pour la température, 40 m/s pour le vent zonal et 20 m/s pour le vent méridien. Elles indiquent la présence d'ondes atmosphériques à ce niveau de pression.

La figure 6.9 montre l'évolution temporelle des perturbations du vent zonal dans cette même région de l'atmosphère (à 15°N et 0,17 hPa). On remarque que les caractéristiques des ondes changent au cours du temps et qu'il y a des changements saisonniers du nombre d'onde zonal et surtout de la période de ces ondes. En effet, elles ont une plus grande période autour des équinoxes (de $L_S = 165^\circ$ à $L_S = 240^\circ$ et de $L_S = 330^\circ$ à $L_S = 60^\circ$) et un nombre d'onde zonal légèrement plus faible que le reste de l'année. En revanche, à 200 hPa, une analyse similaire montre que les ondes gardent sensiblement les mêmes caractéristiques au cours de l'année de Saturne. Cela est cohérent avec l'absence de variations saisonnières dans la troposphère, à cause des grandes constantes de temps radiatives dans cette couche de l'atmosphère.

Afin de caractériser les ondes à 0,17 hPa, j'ai tracé la transformée de Fourier de la température. La figure 6.10 montre les résultats obtenus à 15°N . Afin d'isoler les varia-

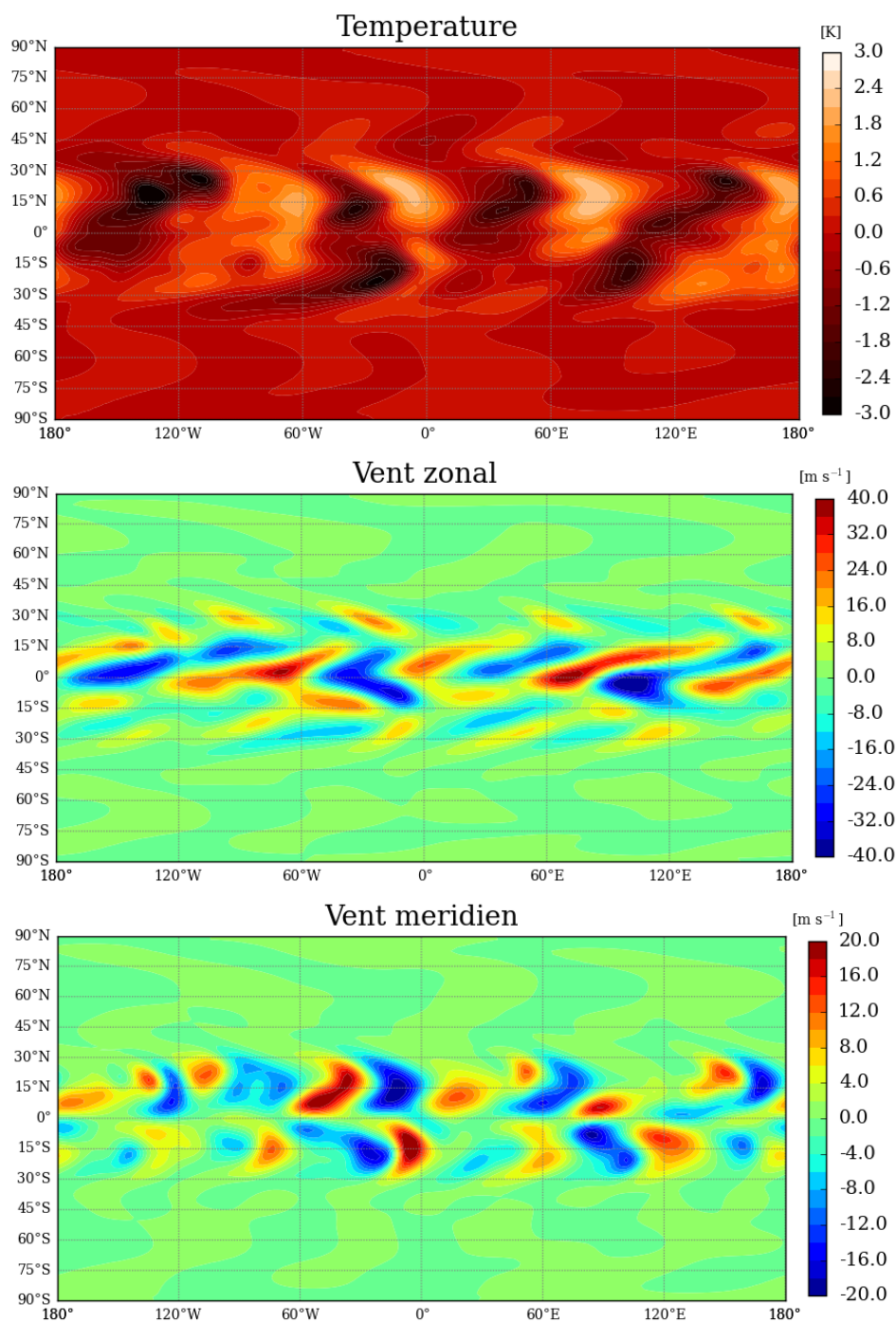


FIGURE 6.8 – Perturbations de la température, des vents zonal et méridien à 0,17 hPa, à $L_S = 315^\circ$ dans la simulation en $128 \times 96 \times 64$ guidée avec anneaux (D_128_A_G).

tions saisonnières des caractéristiques des ondes, j'ai calculé la transformée de Fourier pour deux gammes de longitudes solaires :

- autour de l'équinoxe d'automne de l'hémisphère nord, de $L_S = 165^\circ$ à $L_S = 240^\circ$
- pendant l'hiver boréal, de $L_S = 285^\circ$ à $L_S = 317^\circ$.

Pendant l'hiver boréal, les deux modes les plus significatifs ont les caractéristiques sui-

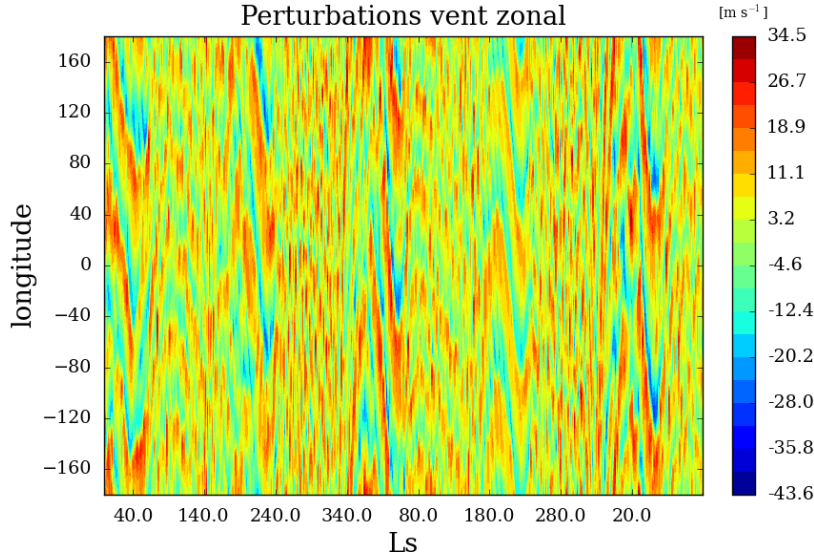


FIGURE 6.9 – Évolution temporelle des perturbations du vent zonal à 15°N , à 0,17 hPa, dans la simulation en $128 \times 96 \times 64$ guidée avec anneaux(D_128_A_G).

vantes :

- un nombre d'onde zonal $s = -4$ (le signe $-$ indique une propagation de l'onde vers l'Ouest) et une fréquence $\sigma = 0,0015 \text{ sols}^{-1}$ ⁴, soit une période d'environ 667 sols.
- un nombre d'onde zonal $s = 2$ et une fréquence $\sigma = 0,0035 \text{ sols}^{-1}$, soit une période d'environ 286 sols.

Pendant l'automne boréal, on ne détecte qu'une seule onde. Celle-ci se propage vers l'Ouest avec un nombre d'onde $s = -3$. Il s'agit d'une onde de basse fréquence car $\sigma = 5 \times 10^{-4} \text{ sols}^{-1}$ ce qui correspond à une période de 2000 sols (près du tiers d'une saison de Saturne).

J'ai fait la même analyse pour le groupe de perturbations à l'équateur, à 200 hPa. Pour cela, j'ai tracé dans la figure 6.11 les écarts aux moyennes zonales de température et de vitesse des vents méridien et zonal à $L_S = 315^\circ$ et à une pression de 200 hPa (6.11). On remarque que pour ces trois variables, les perturbations sont bien moins étendues spatialement que le précédent groupe de perturbations et sont confinées entre 15°S et 15°N . Leur longueur d'onde zonale est également beaucoup plus faible. Ces perturbations sont de l'ordre de 1,5 K pour la température, 3,8 m/s pour le vent zonal et 2,9 m/s pour le vent méridien.

La figure 6.12 montre la transformée de Fourier à l'équateur à 200 hPa, sur l'ensemble de la simulation. Comme attendu, le nombre d'onde est bien plus élevé que dans le

⁴Le terme « sol » désigne le jour de Saturne.

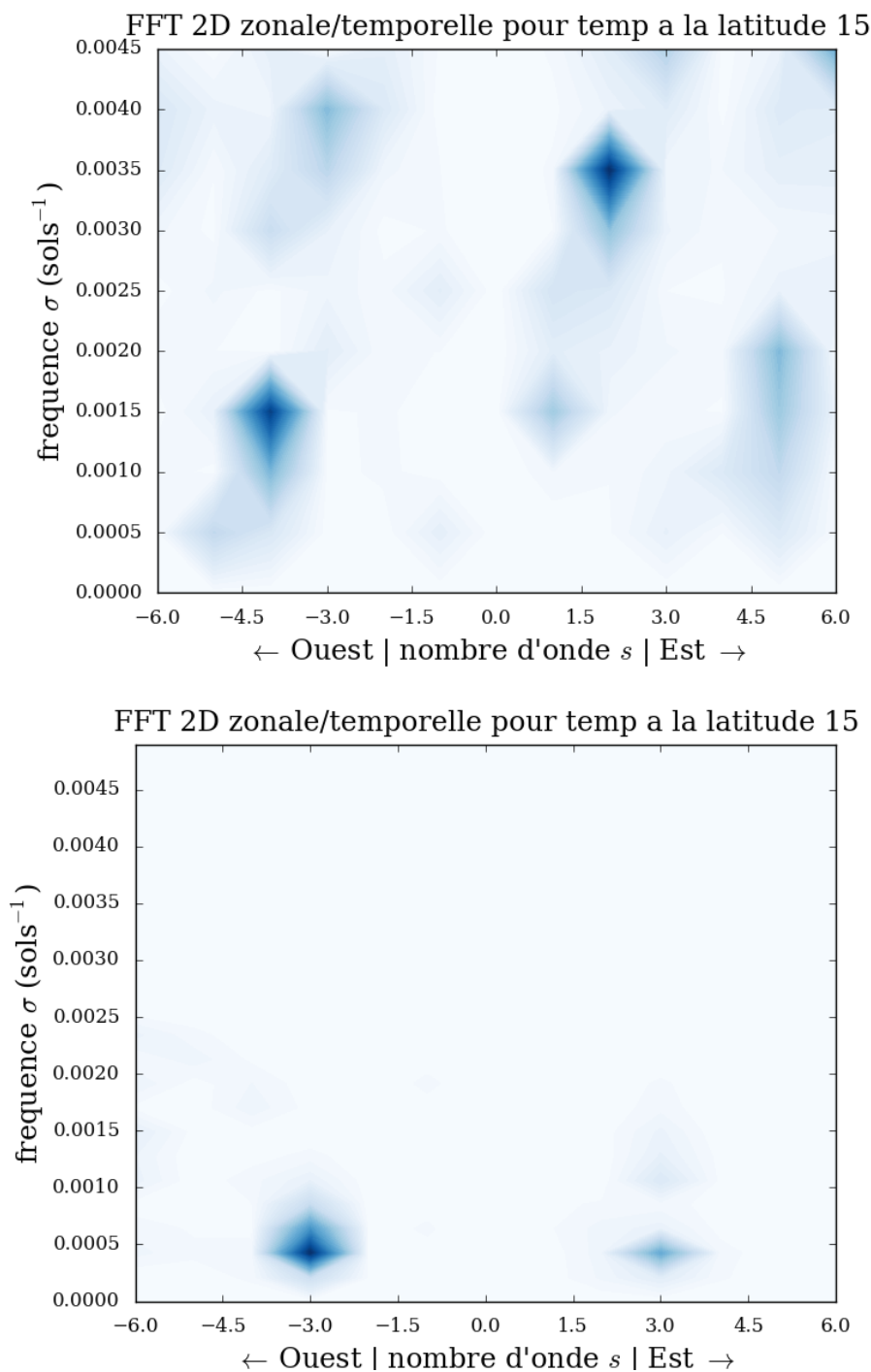


FIGURE 6.10 – Transformée de Fourier de la température à 15°N , au niveau de pression 0,17 hPa, de $L_S = 165^\circ$ à $L_S = 240^\circ$ (autour de l'équinoxe d'automne nord, figure du bas) et de $L_S = 285^\circ$ à $L_S = 317^\circ$ (pendant l'hiver boréal, figure du haut) dans la simulation en $128 \times 96 \times 64$ guidée avec anneaux(D_128_A_G).

premier groupe de perturbations. On détecte trois modes d'onde :

- un nombre d'onde $s = 17$ et une fréquence $\sigma = 4,8 \times 10^{-3} \text{ sols}^{-1}$, soit une période d'environ 208 sols

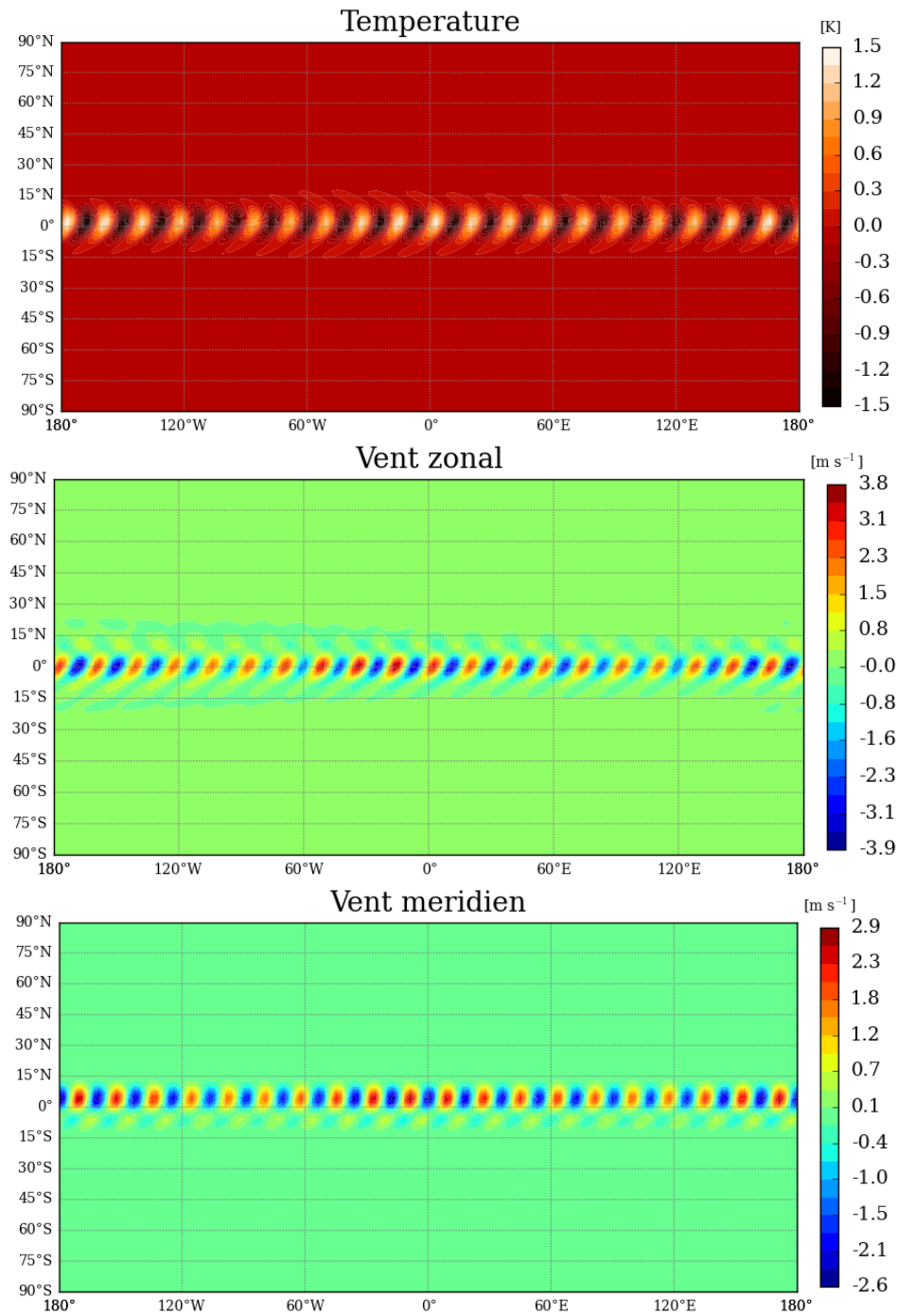


FIGURE 6.11 – Perturbations de la température, des vents zonal et méridien à 200 hPa, à $L_S = 315^\circ$, dans la simulation en $128 \times 96 \times 64$ guidée avec anneaux (D_128_A_G).

- un nombre d'onde $s = 18$ et une fréquence $\sigma = 3,3 \times 10^{-3}$ sols $^{-1}$, soit une période d'environ 303 sols
- un nombre d'onde $s = 18$ et une fréquence $\sigma = 3,1 \times 10^{-3}$ sols $^{-1}$, soit une période d'environ 323 sols

Achterberg and Flasar (1996) ont détecté des ondes dans des données Voyager/IRIS à 270 hPa et à 130 hPa, de 10°N à 45°N . Parmi ces signatures, ils ont détecté une onde

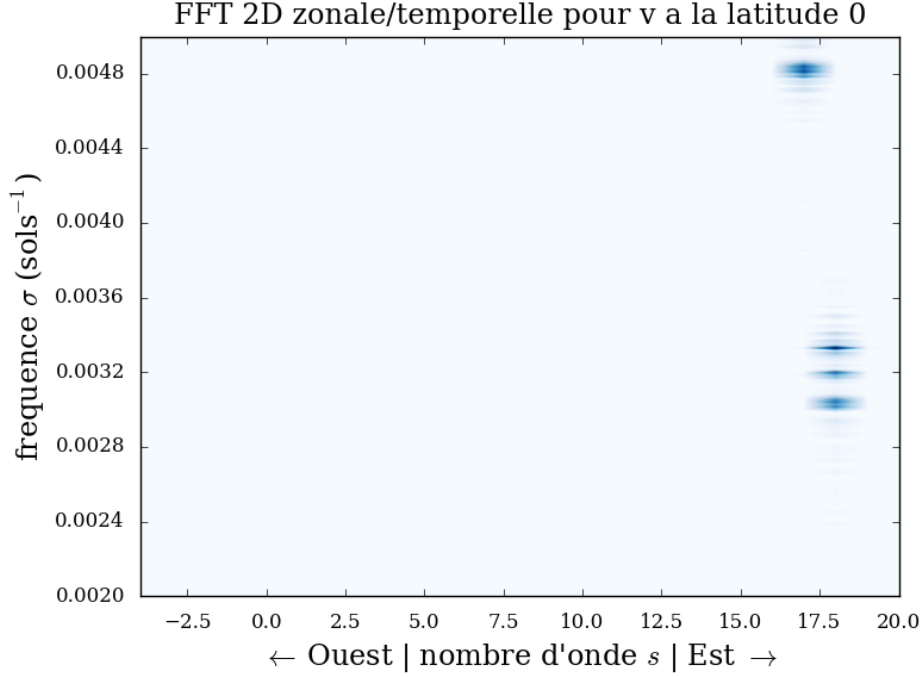


FIGURE 6.12 – Transformée de Fourier du vent zonal à l'équateur, au niveau de pression 200 hPa, la simulation en $128 \times 96 \times 64$ guidée avec anneaux (D_128_A_G).

à 270 hPa, comprise entre 10°N et 20°N . Cette onde est assez comparable aux ondes qui apparaissent dans le modèle par sa position. En effet, le modèle prédit l'apparition d'ondes aux basses latitudes (entre 15°N et 15°S) pour des pressions comprises entre 200 hPa et 3000 hPa (voir figure 6.11). L'onde mesurée par [Achterberg and Flasar \(1996\)](#) a également un grand nombre d'onde zonal ($s = 22$), ce qui est du même ordre de grandeur que celui des ondes présentes dans le modèle. Par contre, son amplitude thermique est de 0,37 K, ce qui est plus faible que l'amplitude des perturbations présentes dans le modèle (1,5 K). [Achterberg and Flasar \(1996\)](#) ont suggéré que ces ondes de grand nombre d'onde sont des ondes d'inertio-gravité. Pour ce type d'onde, la force de rappel est une combinaison de la flottabilité (le fait qu'une parcelle d'air plus lourde que son environnement va redescendre vers un niveau de pression où elle sera à l'équilibre et inversement) et de la force de Coriolis.

Dans la stratosphère, il y a peu d'observations de la structure zonale des ondes. [Orton et al. \(2013\)](#) ont analysé des observations CIRS de 2003-2004 et 2008-2009 et ont détecté des ondes de nombre d'onde zonal 1 et 2 dans l'hémisphère nord à des pressions comprises entre 3 hPa et 0,5 hPa, dont les amplitudes atteignent 2 K à 6 K en température de brillance. Les ondes qui apparaissent à 0,17 hPa dans le GCM semblent cohérentes avec ces observations. Il pourrait s'agir d'ondes de Rossby, qui sont dues aux variations de la force de Coriolis en fonction de la latitude. En effet, [Achterberg and Flasar \(1996\)](#) ont montré que des ondes de Rossby se propageant vers l'Ouest pouvaient

se propager dans la haute stratosphère.

6.2.2 Simulations en $128 \times 96 \times 64$ non guidées

Effet de l'ombre des anneaux

Dans la section précédente, j'ai montré qu'il était délicat d'étudier les variations saisonnières ainsi que l'effet des anneaux à partir des simulations en $128 \times 96 \times 64$ guidées car la dynamique atmosphérique est dominée par un fort jet équatorial. Celui-ci a une trop grande extension en altitude et en latitude et semble perturber considérablement la structure thermique. Pour pouvoir étudier les effets de l'ombre des anneaux, j'ai réalisé des simulations en $128 \times 96 \times 64$ sans guidage avec et sans anneaux (D_128_A_NG et D_128_SA_NG). En effet, même si on ne s'attend pas à ce que la structure des *jets* soit reproduite, ces simulations peuvent nous aider à comprendre les changements apportés par la présence de l'ombre des anneaux. L'état initial est construit à partir d'une simulation 2D radiative-convective équilibrée et sans anneaux. Ces simulations ont été réalisées sur 5 années de Saturne. À la fin de cette simulation, la dynamique atmosphérique n'a pas encore totalement convergé.

Je présenterai essentiellement les résultats obtenus à des pressions inférieures à 10 hPa car aux pressions supérieures à 10 hPa, le modèle n'avait pas encore atteint l'équilibre (au bout de 5 années de simulations de Saturne). Les pressions inférieures à 0,13 hPa ne seront pas étudiées car la dynamique à ces niveaux de pression est perturbée par le *sponge layer*.

La figure 6.13 (haut) montre la différence de température entre le cas avec anneaux et le cas sans anneaux au bout de 5 ans de simulation à $L_S = 270^\circ$. On voit que l'atmosphère est globalement plus froide avec les anneaux, à toutes les latitudes, même les pôles qui ne sont pourtant jamais sous l'ombre des anneaux. Entre 20°N et 20°S , c'est presque toute la gamme de pressions couvertes par LMDZ qui est affectée par cet effet. Dans les simulations radiatives-convectives, quand on compare les températures prédites à la même date (figure 6.13), on voit que les différences de températures se situent principalement sous l'ombre des anneaux, entre 15°N et 40°N , sur des pressions allant de 50 hPa à 0,1 hPa. Dans cette zone, la simulation radiative avec anneaux est 3 K à 15 K plus froide que celle sans anneaux. On note également des différences de température (inférieures à 6 K) entre ces deux simulations dans l'hémisphère sud autour de 10 hPa vers 20°S . Elles sont dues au fait qu'à ce niveau de pression les constantes de temps radiatives sont suffisamment longues pour que le refroidissement causé par les anneaux lors de la précédente saison ne se soit pas totalement dissipé.

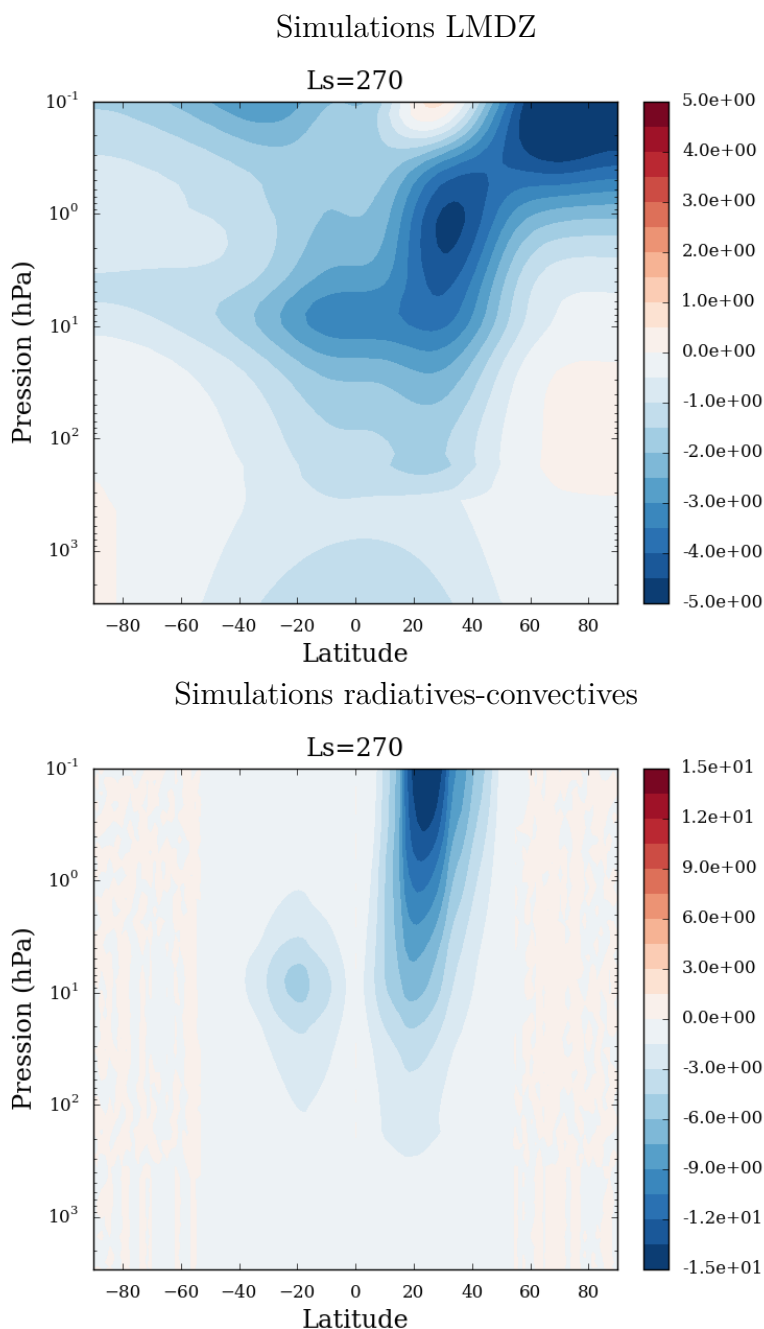


FIGURE 6.13 – Différences de température (moyenne zonale) au bout de 5 ans ($L_S = 270^\circ$) entre le cas avec anneaux et le cas sans anneaux dans les simulations LMDZ non guidées en $128 \times 96 \times 64$ (haut) et dans les simulations radiatives-convectives en 128×64 (bas).

On voit donc qu'avec la dynamique, les anneaux ont un effet à la fois local (de 4 K à 5 K sous l'ombre des anneaux) et global sur l'atmosphère (de 1 K à 2,5 K). Des latitudes qui ne sont pas sous l'ombre des anneaux et presque l'ensemble des niveaux de pressions couverts par LMDZ (de 3000 hPa à 0,13 hPa) semblent affectés par leur présence. La dynamique atmosphérique atténue également l'amplitude du refroidissement provoqué

par les anneaux : sans la dynamique atmosphérique, la chute de température provoquée par le passage des anneaux peut atteindre 15 K alors qu'elle n'est plus que de 5 K au maximum sous les anneaux avec la dynamique.

Afin de voir comment cette perturbation de température se propage à toute la stratosphère, examinons la première année des simulations D_128_A_NG et D_128_SA_NG . Les deux simulations ont commencé à $L_S = 94^\circ$. De ce fait, pour la simulation avec anneaux, cela revient à placer subitement l'ombre des anneaux sur environ 50° de l'hémisphère sud. Dans la figure 6.14, on peut voir que l'évolution globale de la structure thermique de l'atmosphère est sensiblement la même dans les simulations avec et sans anneaux. Les simulations commencent vers le solstice d'été de l'hémisphère nord, donc la température augmente dans l'hémisphère nord et diminue dans l'hémisphère sud. Puis avec le changement de saison, le gradient de température s'inverse (températures plus basses dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud). Globalement les températures sont assez proches. On remarque tout de même qu'à $L_S = 270^\circ$, les températures dans le cas avec anneaux sont globalement plus froides que dans le cas sans anneaux.

La figure 6.15 montre les différences de température (en moyenne zonale) entre les simulations avec anneaux et sans anneaux durant la première année de simulation. Au début de la simulation, on note un léger refroidissement (de l'ordre de 0,5 K) sous l'ombre des anneaux (voir figure 6.16), entre 0,13 hPa et 1 hPa. Très vite, les différences entre les deux simulations s'accroissent : elles touchent presque toutes les latitudes à $L_S = 150^\circ$, même celles qui ne sont pas encore passées sous l'ombre des anneaux. De plus, à $L_S = 150^\circ$ et $L_S = 270^\circ$, vers 0,13 hPa, ce sont les latitudes sur lesquelles l'ombre des anneaux est centrée où il y a le moins de différence entre le cas avec anneaux et le cas sans anneaux. La différence maximale de température atteint 5 K à $L_S = 270^\circ$ à 1 hPa. À $L_S = 180^\circ$, l'ombre des anneaux se réduit à une fine ligne centrée (de moins de 1° de latitude) sur l'équateur. On peut voir qu'à cette saison, les différences de températures entre les deux simulations sont plus faibles qu'aux autres dates présentées dans la figure 6.15. Il semblerait donc que l'effet de refroidissement global apparaisse très vite dans la simulation avec anneaux (en environ 20° de L_S). La façon dont se propage ce refroidissement dans la stratosphère reste à élucider. La propagation rapide de ce refroidissement pourrait être due à une modification de la circulation atmosphérique sous l'effet de l'ombre des anneaux. Il pourrait aussi s'agir d'un problème avec la simulation. En effet, quand on commence la simulation avec anneaux, on place soudainement une ombre au-dessus d'une grande partie de l'atmosphère. Ce début de simulation est peut-être trop « brusque » et l'ajustement dynamique qui s'en suit provoque peut-être une dérive des températures.

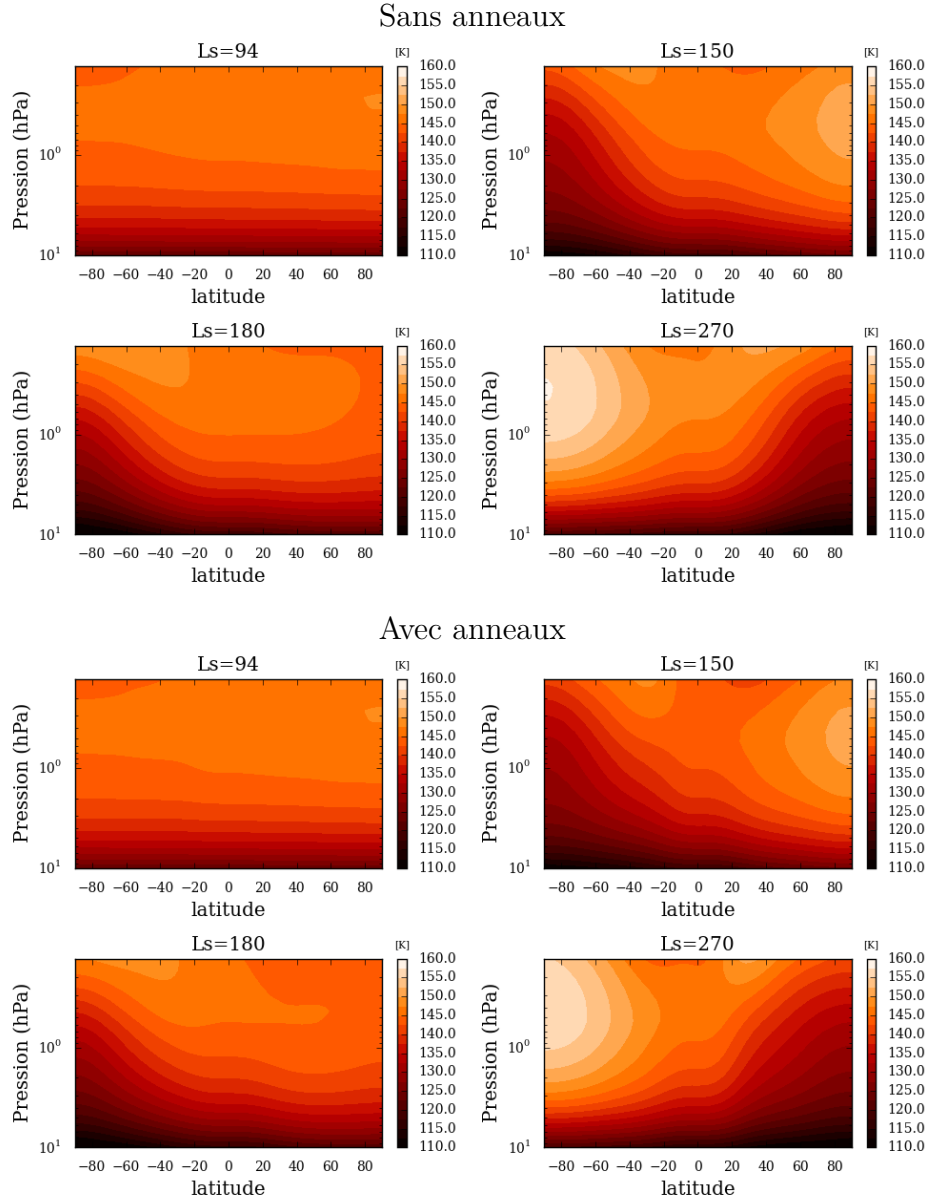


FIGURE 6.14 – Évolution de la température (moyenne zonale) au cours de la première année de simulation, dans les simulations en $128 \times 96 \times 64$ non guidées sans anneaux (haut) et avec anneaux (bas).

La figure 6.17 montre les variations saisonnières de la température dans les simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$ avec et sans anneaux, à 1 hPa et 0,15 hPa. J’ai sélectionné les latitudes 25°N et 25°S car ce sont les latitudes qui restent le plus longtemps sous l’ombre des anneaux. Dans cette figure, je montre les résultats des deux dernières années de ces simulations.

À 25°N , à 1 hPa et 0,15 hPa, dans les simulations D_128_A_NG et D_128_SA_NG, on peut voir que les variations saisonnières de la température

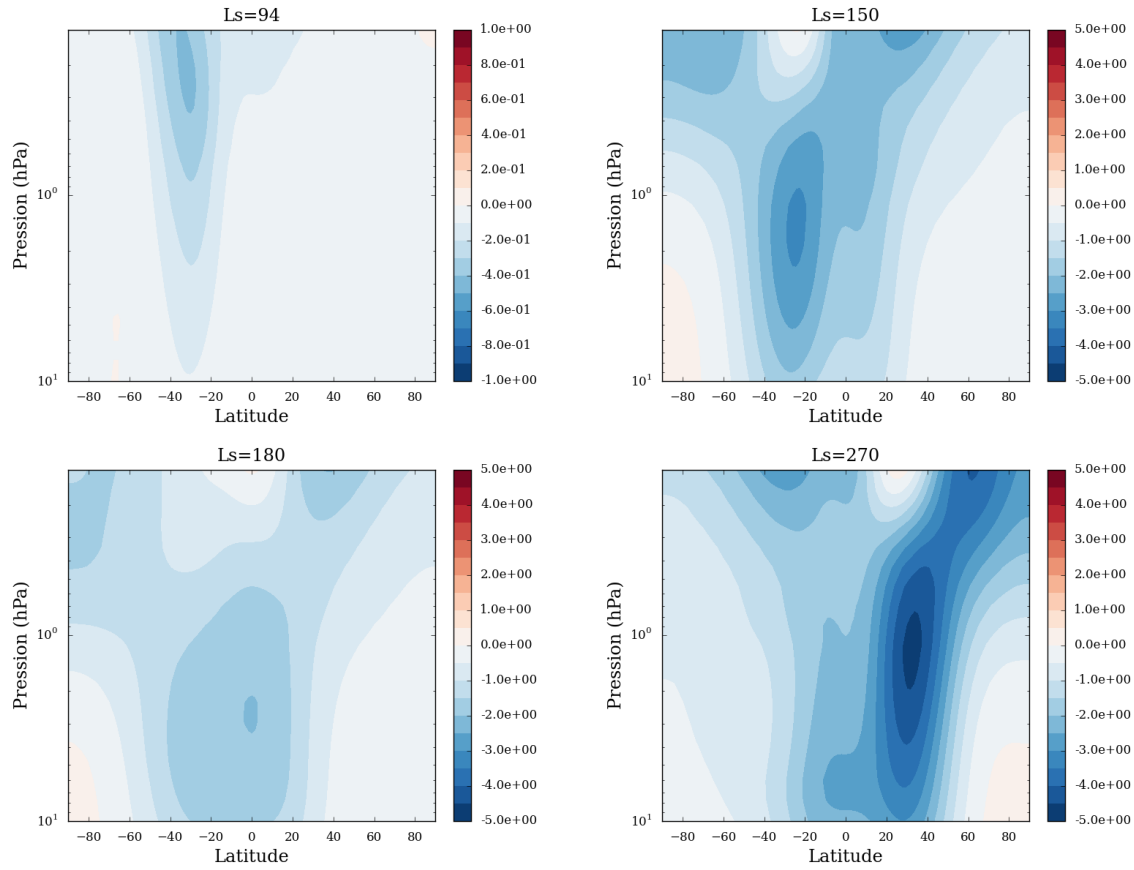


FIGURE 6.15 – Différences de température (moyenne zonale) entre le cas avec anneaux et le cas sans anneaux au cours de la première année de simulation (simulations $128 \times 96 \times 64$ non guidées).

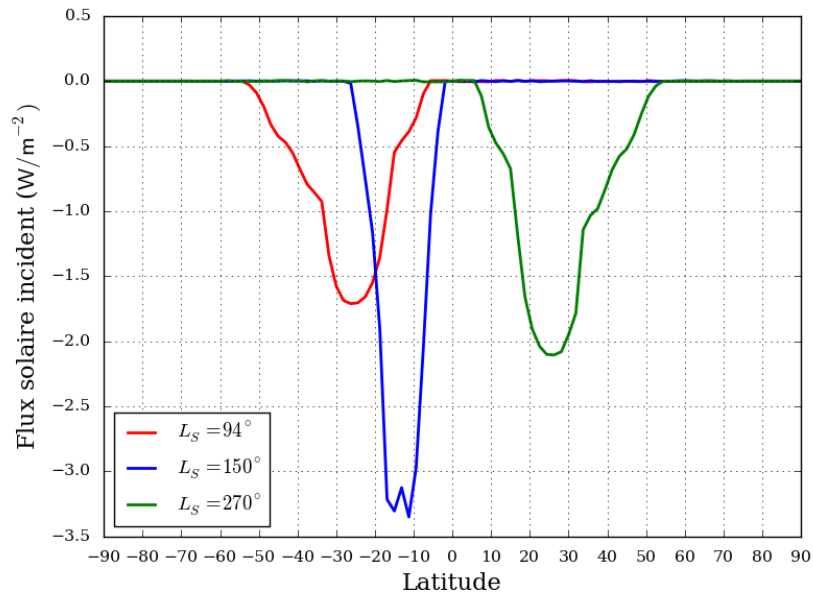


FIGURE 6.16 – Effet des anneaux sur le flux solaire incident à différentes longitudes solaires.

sont plus fortes dans la simulation avec anneaux que dans celle sans anneaux. À 1 hPa, les variations saisonnières de température sont de l'ordre de 2 K dans la simulation sans anneaux, contre 4,5 K dans le cas avec anneaux. À 0,15 hPa, la simulation sans anneaux prédit des variations saisonnières de température de 8 K contre 10 K pour la simulation avec les anneaux. Cela semble logique puisque les variations annuelles d'insolation sont plus importantes avec les anneaux. On peut également remarquer un déphasage des variations saisonnières entre ces deux niveaux de pressions. À 1 hPa, pour les deux simulations, le minimum annuel de température est atteint un peu avant le solstice d'hiver, à $L_S = 250^\circ$, tandis que le maximum est atteint au printemps, à $L_S = 17^\circ$. À 0,15 hPa, la température est maximale à $L_S = 315^\circ$ (alors que 25°N est encore sous l'ombre des anneaux) et minimale en été à $L_S = 150^\circ$. Par ailleurs, à 1 hPa, la température prédite par la simulation avec les anneaux est plus froide que celle prédite dans la simulation sans anneaux tout au long de l'année. À 0,15 hPa, les maxima de températures sont les mêmes pour les deux simulations, tandis que le minimum de température du cas avec anneaux est 3,5 K plus froid que celui du cas sans anneaux.

À 25°S , dans les simulations D_128_A_NG et D_128_SA_NG, la situation est un peu différente. On remarque que contrairement à 25°N , les variations saisonnières sont plus faibles à 0,15 hPa qu'à 1 hPa pour les deux simulations. Par exemple, la simulation avec anneaux prédit des variations saisonnières de température de 8,5 K à 1 hPa et de 4 K à 0,15 hPa. Par contre, on retrouve le même déphasage des variations saisonnières entre 1 hPa et 0,1 hPa. Les différences entre les minima de températures des simulations avec et sans anneaux sont également du même ordre (~ 4 K à 1 hPa et ~ 3 K à 0,15 hPa).

À titre de comparaison, j'ai tracé les mêmes profils méridiens avec les prédictions du modèle radiatif-convectif avec et sans anneaux (simulations R_128_A et R_128_SA, figure 6.18). On remarque immédiatement que les variations saisonnières de températures prédites par le modèle sont bien plus élevées que celles prédites avec LMDZ, avec et sans anneaux. Par exemple, à 25°S , à 0,15 hPa les variations saisonnières de température dans la simulation sans anneaux atteignent 13 K et 22 K dans la simulation avec anneaux. On remarque également que les variations saisonnières de température à 1 hPa et à 0,15 hPa sont du même ordre de grandeur. Dans les deux simulations, la position des minima et des maxima de température sont assez proches à 1 hPa et 0,15 hPa (à 3° de L_S près), contrairement au déphasage important observé dans les simulations LMDZ. Ce déphasage est donc d'origine purement dynamique.

Afin de voir si les différences de températures relevées entre les simulations avec et sans anneaux s'accompagnent de différences dans la vitesse des vents, j'ai étudié l'évo-

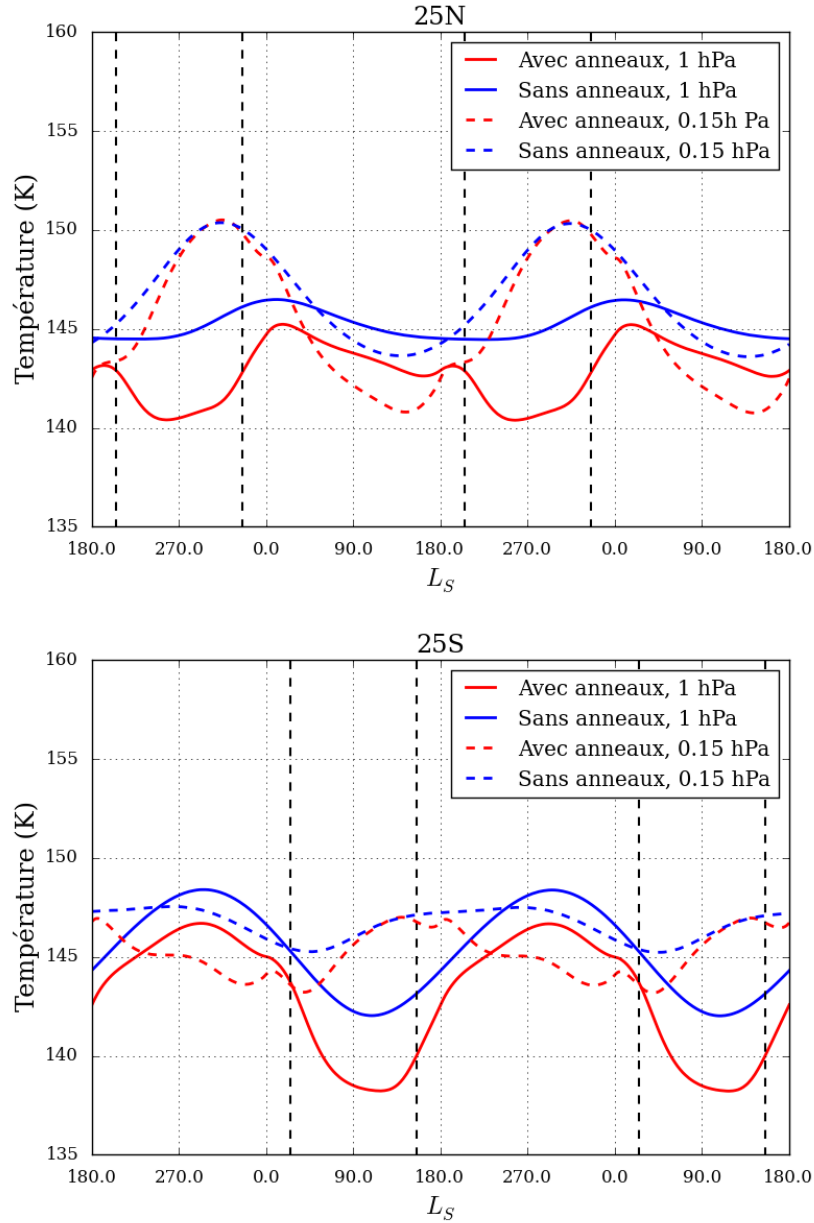


FIGURE 6.17 – Variations saisonnières de la température à 1 hPa (en traits pleins) et à 0,15 hPa (en pointillés) prédites par les simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$ avec (en rouge) et sans anneaux (en bleu) à 25°N (haut) et 25°S (bas). Les pointillés verticaux noirs délimitent les 130° de longitudes solaires pendant lesquelles ces latitudes sont sous l’ombre des anneaux.

lution temporelle des vents zonal, méridien et vertical prédite par les deux simulations non guidées en $128 \times 96 \times 64$. Les résultats sont présentés dans les figures 6.19, 6.20, 6.21 aux niveaux de pressions 1 hPa et 0,15 hPa. J’ai sélectionné les latitudes 30°N et 30°S car ce sont les latitudes qui restent sous l’ombre des anneaux pendant 110° de longitude solaire et que ce sont celles pour lesquelles j’ai relevé le plus de différences entre les vents prédits par la simulation sans anneaux et ceux prédits par celle avec les anneaux.

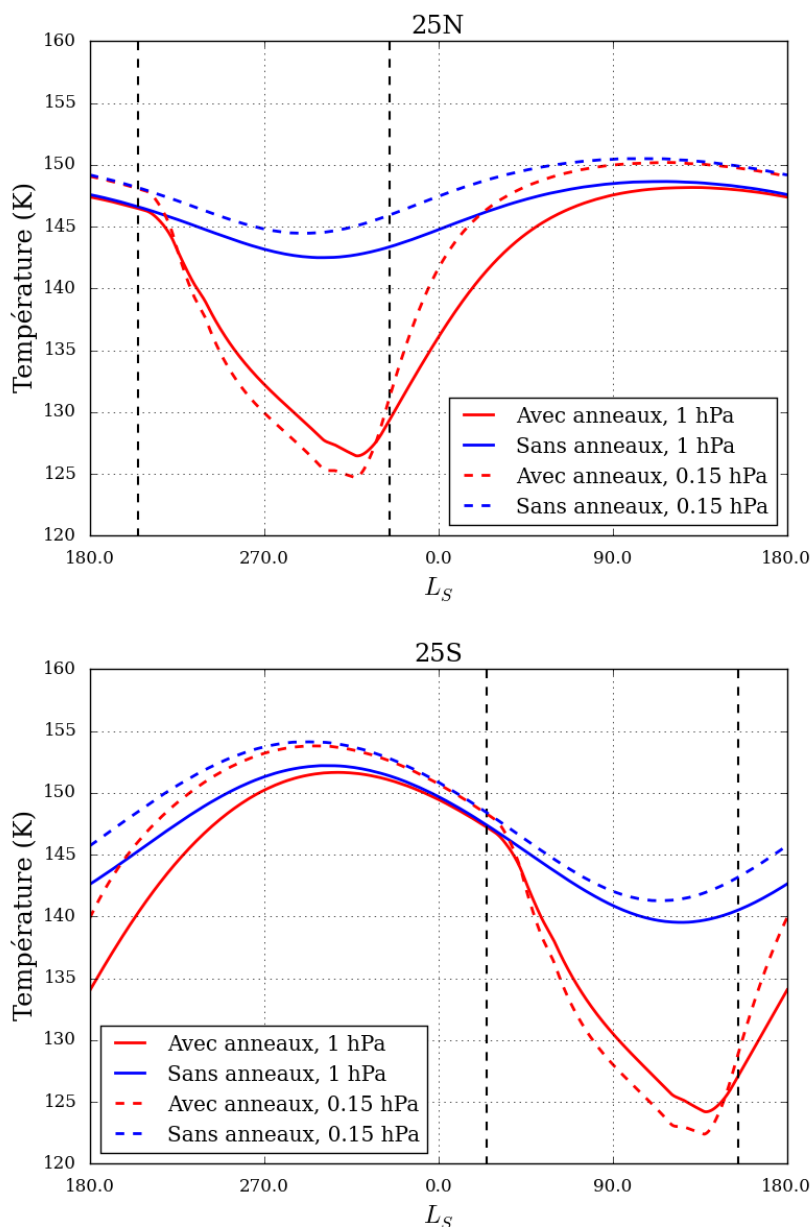


FIGURE 6.18 – Variations saisonnières de la température à 1 hPa (en traits pleins) et à 0,15 hPa (en pointillés) prédites par les simulations du modèle radiatif-convectif en 128x64 avec (en rouge) et sans anneaux (en bleu) à 25°N (haut) et 25°S (bas). Les pointillés verticaux noirs délimitent les 130° de longitudes solaires pendant lesquelles ces latitudes sont sous l’ombre des anneaux.

Pour le vent zonal (figure 6.19), les deux simulations prédisent presque les mêmes vitesses maximales en hiver à 1 hPa et 0,15 hPa (à 3 m/s près). On peut par contre noter que dans la simulation avec les anneaux, ce maximum est atteint un peu plus tôt que dans la simulation sans anneaux. Par exemple, il y a 20° de longitude solaire d’écart entre le maximum de vent zonal prédit par la simulation avec anneaux et celui de la simulation sans anneaux, à 0,15 hPa. En été, le vent zonal prédit par la simulation avec anneaux est plus rapide que dans celle sans anneaux. À 30°N, à 0,15 hPa, il y a

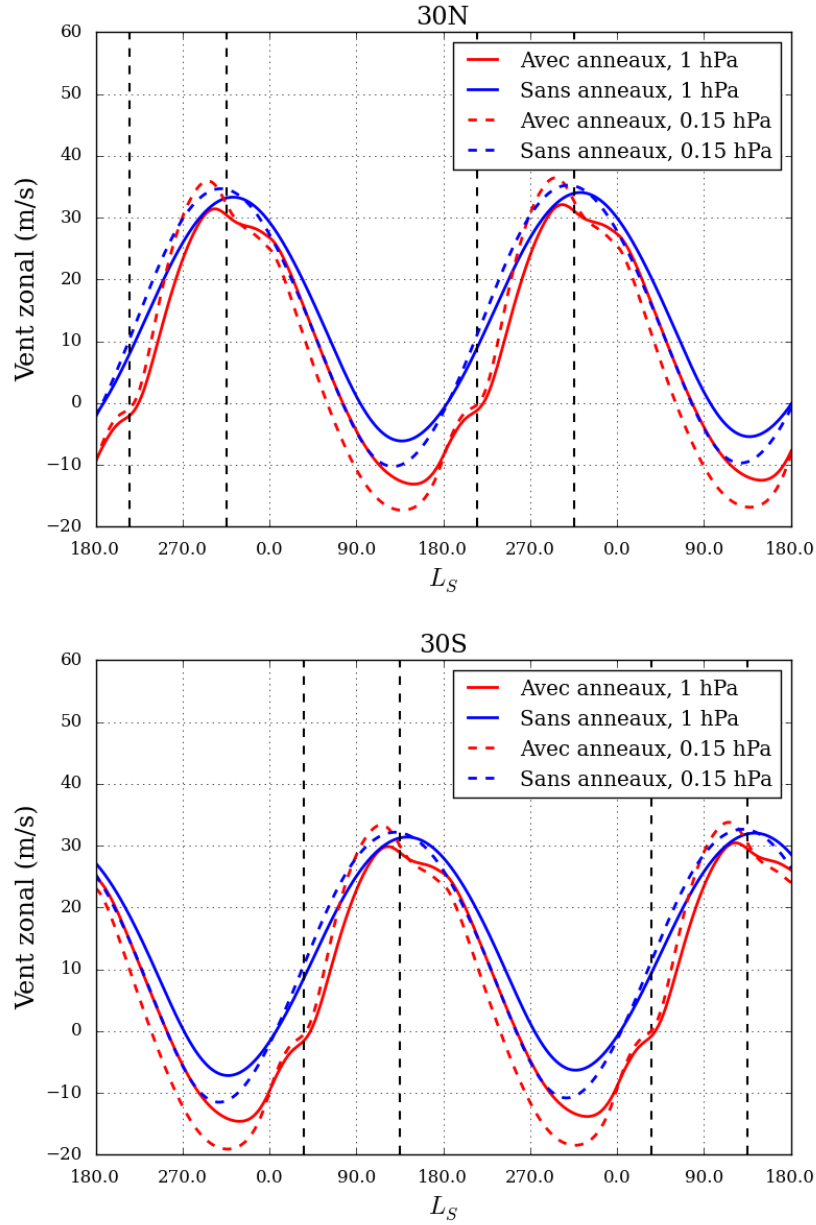


FIGURE 6.19 – Variations saisonnières du vent méridien à 1 hPa (en traits pleins) et à 0,15 hPa (en pointillés) prédites par les simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$ avec (en rouge) et sans anneaux (en bleu) à 30°N (haut) et 30°S (bas). Les pointillés verticaux noirs délimitent les 110° de longitudes solaires pendant lesquelles ces latitudes sont sous l'ombre des anneaux.

une différence de 7 m/s entre les minima de vents zonaux des deux simulations.

La figure 6.20 montre l'évolution saisonnière du vent méridien à 1 hPa et 0,15 hPa dans les simulations avec et sans anneaux. On peut voir qu'à 30°N et 30°S , le passage des anneaux s'accompagnent de fortes variations du vent méridien à 1 hPa et 0,15 hPa. Elles apparaissent juste après l'équinoxe d'automne, une fois que l'ombre des anneaux arrive dans l'hémisphère d'automne et pas seulement quand les latitudes étudiées sont sous

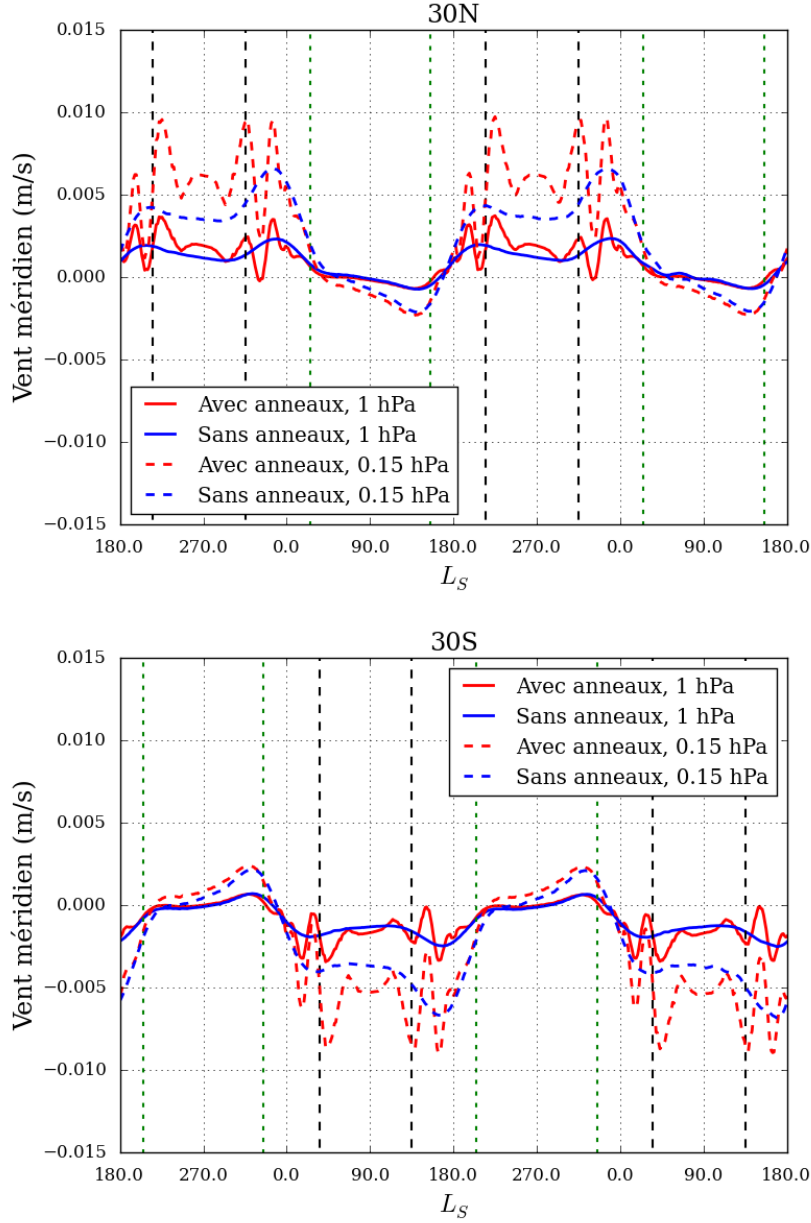


FIGURE 6.20 – Variations saisonnières du vent méridien à 1 hPa (en traits pleins) et à 0,15 hPa (en pointillés) prédites par les simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$ avec (en rouge) et sans anneaux (en bleu) à 30°N (haut) et 30°S (bas). Les pointillés verticaux noirs délimitent les 110° de longitudes solaires pendant lesquelles ces latitudes sont sous l'ombre des anneaux. Les pointillés verts délimitent les longitudes solaires où l'ombre des anneaux couvre la latitude 25° de l'hémisphère opposé.

l'ombre des anneaux. Cela coïncide avec les résultats précédents pour la température, qui montraient que même des latitudes hors de l'ombre des anneaux étaient plus froides dans la simulation avec anneaux (D_128_A_NG) que dans la simulation sans anneaux (D_128_SA_NG). Pendant l'automne et l'hiver, dans la simulation avec anneaux, les variations temporelles du vent méridien sont assez complexes. On a des périodes où le vent méridien augmente et peut alors être supérieur au vent méridien prédit par

la simulation sans anneaux. Par exemple, à 30°N , à 0,15 hPa dans la simulation avec anneaux, le vent méridien augmente de $L_S = 207^\circ$ à $L_S = 225^\circ$ où il atteint 0,009 m/s, contre 0,004 m/s dans la simulation sans anneaux. Ces vitesses méridiennes des vents sont faibles et liées au fait que la résolution de ces simulations ne permet pas de reproduire complètement la structure des vents sans guidage. On note également qu'il y a des périodes où la vitesse du vent méridien dans la simulation avec anneaux décroît et devient inférieur à celle prédite par la simulation avec anneaux. Pendant la majeure partie de l'automne et de l'hiver, le vent méridien dans la simulation avec anneaux est plus rapide. À l'approche de l'équinoxe de printemps, les vents méridiens prédits par les deux simulations redeviennent égaux, puis on note à nouveau une augmentation de la vitesse du vent méridien dans le cas avec anneaux par rapport au cas sans anneaux. Cette fois-ci, la différence entre les vents méridiens des deux simulations est modeste et est de l'ordre de 5×10^{-4} m/s à 0,15 hPa. Cette différence semble liée au passage des anneaux dans l'autre hémisphère car elle commence à apparaître 25° de L_S après l'équinoxe, à un moment où l'ombre des anneaux couvre environ 20° de latitude et commence à atteindre la latitude 25° . Les vents méridiens prévus par les deux simulations redeviennent de nouveau égaux à l'équinoxe suivant.

Pour le vent vertical, les différences les plus remarquables à 30° de latitude entre les deux simulations ont lieu en été. Par exemple, à 30°S , à 0,15 hPa, le maximum de vent vertical prédit par la simulation avec anneaux est plus élevé de 4×10^{-4} m/s que celui prédit par la simulation sans anneaux. Durant l'hiver les vents verticaux prédits par les deux simulations sont sensiblement identiques. On peut également noter que les vitesses de ces vents verticaux sont cohérentes avec celles estimées par [Guerlet et al. \(2009\)](#) à partir des mesures des abondances d'hydrocarbures durant l'hiver boréal ($L_S = 303 - 339^\circ$). En effet, à 1 hPa, [Guerlet et al. \(2009\)](#) ont estimé que $w = 0,25$ mm/s tandis que la simulation D_128_S_NG prédit que $w = -0,3$ mm/s au même niveau de pression, à $L_S = 315^\circ$.

La figure 6.22 montre les différences de vent vertical entre les simulations avec et sans anneaux au cours de l'hiver boréal, à $L_S = 300^\circ$. On peut remarquer que les différences les plus fortes se situent entre 60°N et 80°N , alors que ces latitudes ne sont pas touchées par l'ombre des anneaux. Il en va de même dans l'hémisphère sud. On a également des vents verticaux un peu plus rapides aux moyennes latitudes nord.

En résumé, il semblerait que les interactions entre la dynamique atmosphérique et l'ombre des anneaux sur l'atmosphère de Saturne soit assez complexe. L'effet de l'ombre des anneaux ne se traduit pas par une structure simple telle qu'une circulation thermique entre une zone froide et une zone chaude. En présence de la dynamique atmosphérique,

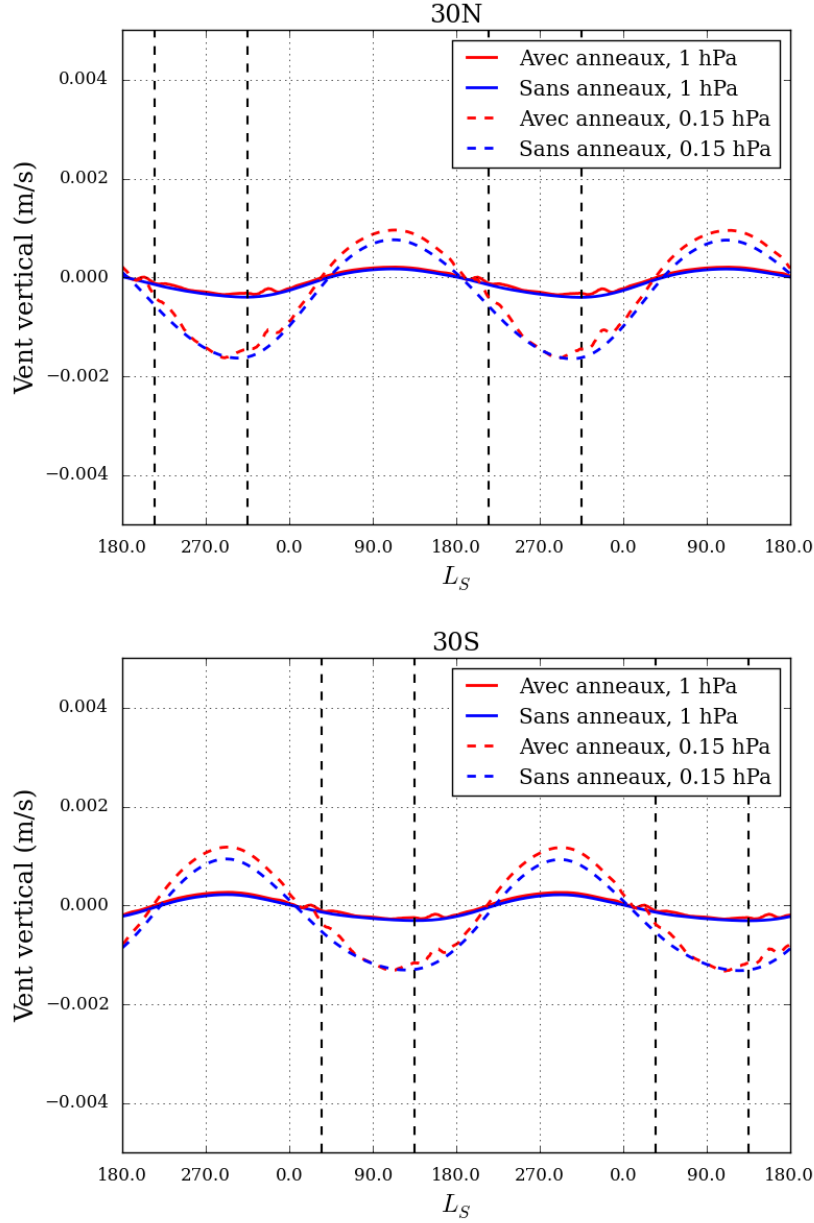


FIGURE 6.21 – Variations saisonnières du vent méridien à 1 hPa (en traits pleins) et à 0,1 hPa (en pointillés) prédites par les simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$ avec (en rouge) et sans anneaux (en bleu) à 30°N (haut) et 30°S (bas). Les pointillés verticaux noirs délimitent les 110° de longitudes solaires pendant lesquelles ces latitudes sont sous l'ombre des anneaux. Les pointillés verts délimitent les longitudes solaires où l'ombre des anneaux a une largeur significative dans l'autre hémisphère

il semblerait que l'ombre des anneaux refroidisse à la fois localement (c'est-à-dire sous l'ombre des anneaux) et globalement l'atmosphère. L'amplitude de ce refroidissement semble également être atténuée par la présence de la dynamique atmosphérique. Dans les simulations LMDZ, le passage des anneaux semble particulièrement perturber le vent méridien à la fois dans l'hémisphère d'hiver et dans l'hémisphère opposé (avec une amplitude bien moindre). C'est également pendant l'été qu'il y a le plus de différence entre

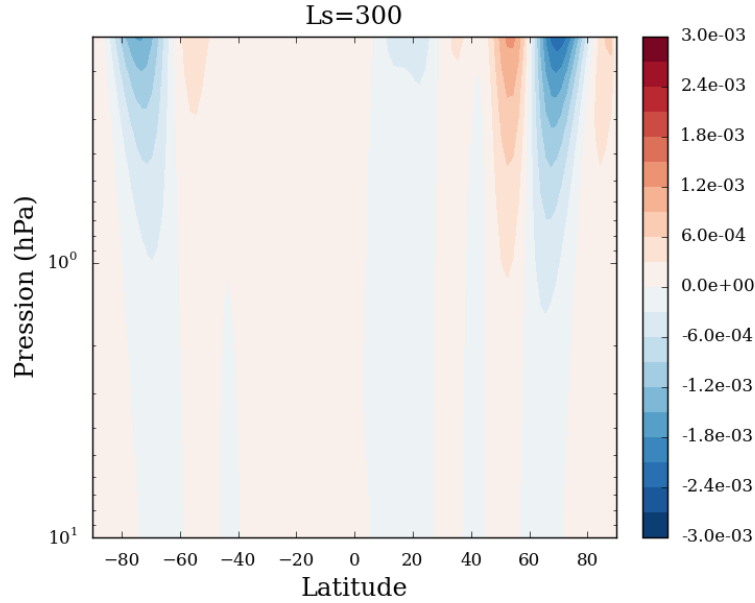


FIGURE 6.22 – Différences de vent vertical (en m/s) entre les simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$ avec et sans anneaux à $L_S = 300^\circ$, pendant la dernière année de simulation.

les vitesses du vent zonal prédites par les simulations LMDZ avec et sans anneaux. Ces signatures semblent robustes puisqu'elles apparaissent pendant les deux dernières années des simulations avec la même amplitude. Cela pourrait expliquer pourquoi dès le début de la simulation LMDZ avec anneaux, toutes les latitudes se refroidissent, même celles qui ne sont pas encore passées sous l'ombre des anneaux. Ces pistes restent à confirmer. En effet, ces simulations ne sont pas encore totalement équilibrées aux pressions supérieures à 10 hPa, même après 5 ans de simulation. Il faudrait donc poursuivre ces simulations pendant quelques années de Saturne supplémentaires pour équilibrer ces simulations et pour voir si ces tendances se confirment. Ces nouvelles simulations permettraient notamment d'étudier plus en détail comment la dynamique atmosphérique réagit au passage des anneaux et comment on arrive à avoir des effets sur la dynamique dans l'hémisphère opposé. On pourrait également voir si l'apparition rapide du refroidissement global peut être influencée par le choix des conditions initiales.

6.2.3 Simulations en $256 \times 192 \times 64$

J'ai également réalisé quelques simulations en $256 \times 192 \times 64$, guidées et non guidées avec anneaux. Pour les simulations guidées, je suis partie de l'état final d'une simulation LMDZ guidée en $128 \times 96 \times 64$ avec anneaux qui avait atteint l'équilibre. J'utilise le même profil de vent méridien pour le guidage u_g et différentes valeurs de f_w allant de 10^5 s à 10^7 s. Malheureusement, ces simulations sont toutes instables en moins d'un an de Saturne et ne donnent donc pas de résultats exploitables. Par exemple, avec $f_w = 10^6$ s, la simulation devient instable numériquement au bout de

20000 jours de Saturne, car des ondes dont l'amplitude est irréaliste apparaissent. La figure 6.23 montre les perturbations du vent méridien à $L_S = 270^\circ$ juste avant la fin prématurée de cette simulation, pour une pression de 0,7 hPa. On peut voir qu'on a des écarts à la moyenne zonale du vent méridien qui peuvent atteindre jusqu'à 66 m/s alors que sa vitesse moyenne est plutôt de l'ordre de quelques mètres par seconde.

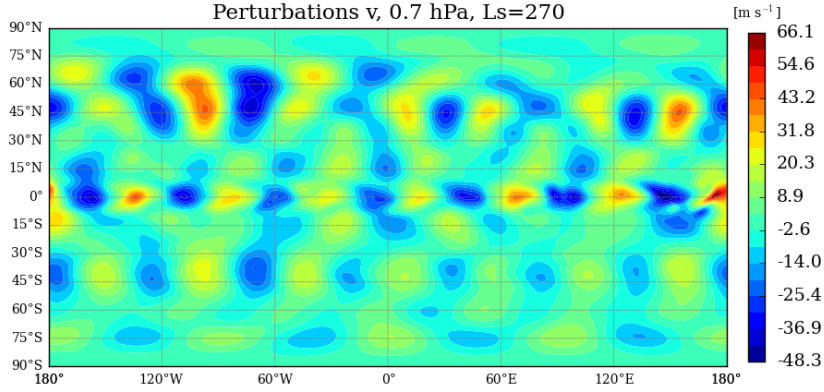


FIGURE 6.23 – Perturbations du vent méridien dans une simulation en $256 \times 192 \times 64$ guidée à 0,7 hPa à $L_S = 270^\circ$.

J'ai également fait une simulation non guidée, toujours à la même résolution, en partant d'un état initial où les vents sont nuls. Cette simulation a duré environ 28000 jours de Saturne (un peu plus d'un an de Saturne). Cette simulation est bien plus stable numériquement. Les perturbations qui y sont apparues sont extrêmement faibles (de l'ordre de 1 mm/s pour le vent zonal). Cependant, comme on part d'un vent nul et vu la grande résolution utilisée, la dynamique n'est pas équilibrée. Cela est dû à un problème de temps de calcul. En effet pour faire 28000 jours de Saturne, il m'a fallu 14 jours de simulation sur 32 processeurs. Sachant que la même simulation non guidée en $128 \times 96 \times 64$ n'était pas équilibrée au bout de 5 années de Saturne, on voit qu'il faudrait faire une simulation très longue (de plus de 65 jours) pour arriver à une simulation équilibrée. L'utilisation de moyens de calculs de nouvelle génération paraît donc nécessaire pour poursuivre ces simulations.

Conclusion

Principaux résultats

Au cours de ma thèse, j'ai étudié la stratosphère de Saturne à l'aide d'observations et de simulations numériques. J'ai tout d'abord analysé des données au limbe acquises pendant le printemps de l'hémisphère nord par le spectromètre infrarouge Cassini/CIRS. À partir de ces observations, j'ai mesuré la température et les abondances des trois principales espèces photochimiques de la stratosphère de Saturne : l'éthane (C_2H_6), l'acétylène (C_2H_2) et le propane (C_3H_8). Pour cela, il m'a fallu traiter les données CIRS en m'adaptant aux éventuelles particularités de certains jeux de données (problèmes de calibration, géométrie d'observation inhabituelle). J'ai ensuite utilisé une méthode d'inversion linéaire couplée à un modèle de transfert radiatif (Guerlet et al. 2009) qui m'a permis de mesurer les profils verticaux de température et d'abondances des hydrocarbures pour chaque latitude observée. Chaque profil-solution a été validé à l'aide de différents tests de sensibilité aux paramètres de l'algorithme d'inversion (profils *a priori*, poids entre l'information *a priori* et les données, longueur de corrélation pour le lissage des profils).

La couverture méridienne des données (de 70°S à 79°N) ainsi que leur sensibilité verticale (de 20 hPa à 0,003 hPa pour la température, de 3 hPa à 0,01 hPa pour l'acétylène et l'éthane, et de 3 hPa à 0,5 hPa pour le propane) m'ont permis d'obtenir une vue d'ensemble de la structure de la stratosphère durant le printemps boréal ($L_S = 7 - 31^\circ$). En comparant ces résultats avec ceux de précédentes observations CIRS au limbe acquises durant l'hiver boréal ($L_S = 303 - 339^\circ$ (Guerlet et al. 2009)), j'ai pu étudier l'évolution saisonnière de la stratosphère de Saturne. Ainsi, mes résultats montrent que :

- Dans l'hémisphère nord, l'évolution saisonnière de la température est maximale à 1 hPa. Plus la pression diminue et plus le contraste thermique saisonnier est faible.
- Dans l'hémisphère sud, l'évolution des températures semble très différente puisque

les températures des moyennes latitudes restent constantes de l'été austral à l'automne entre 10 hPa et 0,1 hPa. Aux pressions inférieures à 0,1 hPa, la stratosphère se refroidit fortement. Cependant, ces latitudes pourraient être affectées par un phénomène local tel que des ondes atmosphériques. Les variations de température que j'ai mesurées à ces latitudes pourraient donc ne pas être totalement représentatives de l'évolution saisonnière de l'hémisphère sud.

- À 1 hPa, les abondances d'éthane, d'acétylène et de propane évoluent peu d'une saison à l'autre. Les différentes distributions méridiennes de ces espèces ainsi que la comparaison entre mes résultats et les modèles photochimiques de [Moses and Greathouse \(2005\)](#) et [Hue et al. \(2015\)](#) suggèrent l'existence d'une circulation méridienne à ce niveau de pression.
- À 0,01 hPa, autour de 25°N, un enrichissement local en hydrocarbures a été observé en hiver ([Guerlet et al. 2009](#)) et j'ai montré qu'il a disparu au printemps. Cet enrichissement serait dû à une subsidence qui aurait lieu à 25°N durant l'hiver ([Guerlet et al. 2009](#)). La disparition de ce maximum local pourrait être dû à l'arrêt de cette subsidence et à l'homogénéisation des hydrocarbures par la diffusion verticale. Ainsi, mes résultats pourraient refléter une évolution saisonnière de la circulation atmosphérique

J'ai également participé au développement d'un GCM pour Saturne. La première étape de ce travail a été la conception d'un nouveau modèle radiatif-convectif adapté à son atmosphère. Afin de reproduire fidèlement les variations saisonnières d'insolation, j'ai implémenté les effets de l'ombre des anneaux dans ce modèle en testant différentes méthodes de calcul. J'ai également exploré la sensibilité du modèle aux différentes mesures d'opacités des anneaux utilisées dans le modèle sur les températures prédites, en comparant les modèles d'anneaux basés sur des données Voyager utilisés dans d'autres modèles radiatifs ([Bézar and Gautier 1985](#); [Friedson and Moses 2012](#)) et celui que j'ai implémenté en utilisant des mesures Cassini/UVIS. Par la suite, j'ai comparé les prédictions de température du modèle radiatif-convectif avec les températures mesurées par Cassini/CIRS, afin d'évaluer l'importance des contributions radiatives dans l'évolution saisonnière. Ainsi j'ai pu montrer que :

- Dans la basse stratosphère (entre 10 hPa et 0,1 hPa), les contributions radiatives des principaux constituants de l'atmosphère (H_2 , CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 et aérosols) peuvent expliquer les températures mesurées au printemps boréal ainsi que leurs variations saisonnières.
- Dans la haute stratosphère, à 0,01 hPa, ces contributions radiatives ne suffisent pas à expliquer les températures ainsi que le peu de variations saisonnières mesurées

aux deux saisons. D'autres processus, notamment que le déferlement des ondes de gravité pourraient être à l'œuvre et apporter suffisamment d'énergie pour chauffer la haute stratosphère et réduire l'amplitude des variations saisonnières de température.

Enfin, notre équipe a couplé ce modèle radiatif-convectif au cœur dynamique du GCM LMDZ. J'ai réalisé des simulations numériques de la dynamique atmosphérique de Saturne à différentes résolutions, avec et sans guidage du vent zonal dans la troposphère. Les principaux résultats de ces simulations sont :

- L'apparition de plusieurs types d'ondes atmosphériques : dans la haute stratosphère, vers 0,17 hPa, des ondes de faible nombre d'onde zonal ($s = 3 - 4$) se propageant vers l'est ou l'ouest, avec une amplitude en température de 1,5 K et dont le nombre d'onde zonal et la période présentent des variations saisonnières. Elles apparaissent entre les latitudes 30°N et 30°S. Dans la troposphère, à 200 hPa, des ondes de grand nombre d'onde zonal ($s = 18$) et de courte période (environ 300 jours de Saturne) se propagent, avec une amplitude de 1,5 K.
- L'effet de l'ombre des anneaux sur l'atmosphère : le passage de l'ombre des anneaux semble provoquer une diminution locale (c'est-à-dire sous l'ombre des anneaux) et global (pour toutes les latitudes observées et sur une gamme de pression allant de 10 hPa à 0,13 hPa) de la température. Cependant, l'amplitude de ce refroidissement est bien plus faible avec la dynamique que quand on ne considère que les contributions radiatives (5 K pour les simulations LMDZ contre 13 K au minimum pour des simulations du modèle radiatif-convectif). On note également que le passage des anneaux perturbe le vent méridien dans l'hémisphère d'hiver et dans l'hémisphère d'été (dans une moindre mesure).

Perspectives

La mission Cassini sera en orbite autour de Saturne jusqu'en 2017, ce qui correspond au solstice d'été boréal. Les futures observations CIRS au limbe et au nadir permettront de continuer à suivre l'évolution saisonnière des températures et des hydrocarbures. La comparaison entre ces nouvelles observations et celles dont nous disposons déjà permettra entre autres de voir si les asymétries entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud dans l'amplitude des changements saisonniers de température perdurent. Les observations de l'automne et l'hiver de l'hémisphère sud et leur comparaison avec celles de l'hiver boréal, seront une opportunité d'approfondir notre connaissance des variations saisonnières sur Saturne, en permettant par exemple de distinguer les phénomènes locaux tels que la propagation d'ondes atmosphériques, des variations saisonnières globales. Ainsi, ces nouvelles observations apporteront des contraintes supplémentaires

sur la dynamique atmosphérique et la photochimie de Saturne.

Par ailleurs, nous avons vu que les observations et la modélisation suggèrent l'existence d'ondes atmosphériques dans l'atmosphère de Saturne. Leur déferlement dans la haute stratosphère pourrait même apporter suffisamment d'énergie pour contrebalancer les variations saisonnières radiatives de la température. Cependant, à ce jour, il y a peu de contraintes observationnelles sur les caractéristiques de ces ondes. Il faudrait donc étudier de façon plus détaillée la propagation de ces ondes pour pouvoir confirmer ces hypothèses. Les observations des instruments de la sonde Cassini (CIRS, occultation stellaires UVIS, radio-occultations) peuvent nous apporter beaucoup d'informations sur les caractéristiques des ondes atmosphériques de l'atmosphère de Saturne.

Les simulations numériques peuvent également aider à comprendre comment les variations saisonnières d'insolation affectent la dynamique atmosphérique. Cependant, pour bien résoudre les échelles spatiales et temporelles de l'atmosphère de Saturne, il faut des résolutions spatiales assez fines et des temps de calculs très longs. Pour mener des études plus détaillées de la dynamique atmosphérique à l'aide du GCM LMDZ, il faudra nécessairement dépasser ces limitations. Les futures simulations numériques réalisées avec ce GCM pourront par exemple nous permettre de vérifier si la dynamique atmosphérique permet d'expliquer les écarts entre les distributions d'hydrocarbures prédites par les modèles photochimiques et les observations CIRS. On peut également envisager d'utiliser le GCM LMDZ à l'étude d'autres planètes géantes. Il pourrait par exemple être appliqué à l'étude de l'atmosphère de Jupiter qui présente de nombreuses similitudes avec celle de Saturne (composition, structure thermique...) et qui sera observée par la sonde Juno en juillet 2016.

Article *Icarus* : Changements saisonniers
dans la stratosphère de Saturne mesurés à
partir des observations au limbe
Cassini/CIRS

Article accepté pour publication dans la revue *Icarus* le 27 mai 2015

Seasonal changes in Saturn's stratosphere inferred from Cassini/CIRS limb observations

M. Sylvestre^{a,b,c,*}, S. Guerlet^{b,c}, T. Fouchet^{a,c}, A. Spiga^{b,c}, F. M. Flasar^d, B. Hesman^e, G. L. Bjoraker^d^aLESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France^bCNRS, LMD, IPSL, UMR 8539, 4 Place Jussieu, F-75005, Paris, France^cSorbonne Universités, UPMC Paris 06, UMR 8109, F-75005 Paris, France^dNASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA^eDepartment of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA**Abstract**

We present temperature and hydrocarbons abundances (C_2H_6 , C_2H_2 , C_3H_8) retrieved from Cassini/CIRS limb spectra, acquired during northern spring in 2010 ($L_S = 12^\circ$) and 2012 ($L_S = 31^\circ$). We compare them to the previous limb measurements performed by Guerlet et al. (2009) during northern winter. The latitudinal coverage (from 79°N to 70°S) and the sensitivity of our observations to a broad range of pressure levels (from 20 hPa to 0.003 hPa) allow us to probe the meridional and vertical structure of Saturn's stratosphere during northern spring. Our results show that in the northern hemisphere, the lower stratosphere (1 hPa) has experienced the strongest warming from northern winter to spring ($11 \pm_{0.9}^{1.1}$ K), while the southern hemisphere exhibits weak variations of temperature at the same pressure level. We investigate the radiative contribution in the thermal seasonal evolution by comparing these results to the radiative-convective model of Guerlet et al. (2014). We show that radiative heating and cooling by atmospheric minor constituents is not always sufficient to reproduce the measured variations of temperature (depending on the pressure level). The measurements of the hydrocarbons abundances and their comparison with the predictions of the 1D photochemical model of Moses and Greathouse (2005) give insights into large scale atmospheric dynamics. At 1 hPa, C_2H_6 , C_2H_2 , and C_3H_8 abundances are remarkably constant from northern winter to spring. At the same pressure level, C_2H_6 and C_3H_8 exhibit homogeneous meridional distributions unpredicted by this photochemical model, unlike C_2H_2 . This is consistent with the existence of a meridional circulation at 1 hPa, as suggested by previous studies.

1. Introduction

Saturn's atmosphere features significant seasonal variations in insolation owing to its obliquity of 26.7° , enhanced by its eccentric orbit ($e = 0.056$), and by the shadow of the rings on the planet. Hence, pronounced seasonal and hemispheric contrasts in thermal structure, chemistry, and dynamics of the atmosphere are expected. These changes can be quite intricate, especially in the stratosphere where radiative and photochemical timescales can be of the same order as Saturn's orbital period. This region hosts the photolysis of methane (CH_4), which is the first reaction of a chain producing various hydrocarbons such as ethane (C_2H_6), acetylene (C_2H_2), or propane (C_3H_8). The variations of solar energy deposition influences the photochemical production and loss rates. As a result, vertical, meridional, and seasonal gradients of composition are expected to be significant (Moses and Greathouse, 2005). Atmospheric composition also affects Saturn's thermal structure (through radiative balance between solar energy deposition and thermal

infrared emission), which in turn affects the dynamics. Monitoring the seasonal variations in temperature and composition allows us to characterize the sensitivity of Saturn's atmosphere to insolation changes, and to better understand the different interactions between photochemistry, radiative balance, and dynamics.

Before the arrival of the Cassini spacecraft in 2004, orbital measurements and ground-based observations have provided sparse information about seasonal changes on Saturn. From Voyager 1/IRIS observations, Hanel et al. (1981) inferred that southern mid-latitudes are warmer by 5 K than northern mid-latitudes at 209 hPa¹ just after the northern spring equinox ($L_S = 9^\circ$). This is consistent with the predictions of the radiative model of Carlson et al. (1980). Orton and Yanamandra-Fisher (2005) performed Keck I/LWS observations in February 2004, during southern summer ($L_S = 288^\circ$). Their results show that stratospheric temperatures at 3 hPa increase from equator to 70°S by 8 K, consistently with seasonal forcing and general trends predicted by the time-dependent radiative model of Bézard and Gautier

*Corresponding author

Email address: melody.sylvestre@obspm.fr (M. Sylvestre)

¹1 hPa = 1 mbar

(1985). Nevertheless, [Orton and Yanamandra-Fisher \(2005\)](#) also found a steep temperature increase poleward of 70°S, which is not reproduced by this model.

The duration of the Cassini mission from 2004 to 2017 (as recently extended) opens new perspectives to study Saturn’s seasonal variations. [Fletcher et al. \(2010\)](#) studied the seasonal changes between 2004 and 2009 (from northern winter to spring equinox) in the [75; 800] hPa and [0.5; 5.0] hPa ranges (upper troposphere and lower stratosphere) with Cassini/CIRS (Composite InfraRed Spectrometer) nadir observations. These authors demonstrated that, in the stratosphere, northern mid-latitudes warm (by 9 K at 35°N, 1 hPa) from winter to spring, as they emerge from the shadow of the rings. In the same time, the southern hemisphere cools within the south polar hood (by 8 K at 70°S, 1 hPa).

Ethane (C_2H_6) and acetylene (C_2H_2) are the two main photochemical by-products and coolants in Saturn’s stratosphere. Their globally averaged abundances have been measured since Voyager observations ([Courtin et al., 1984](#)), but the study of their meridional and seasonal variations began quite recently. Ground-based observations with IRTF/TEXES ([Greathouse et al., 2005](#)) and Cassini/CIRS limb ([Guerlet et al., 2009](#)) and nadir soundings ([Howett et al., 2007](#); [Hesman et al., 2009](#)) show that at 1 hPa and 2 hPa the meridional distribution of ethane is homogeneous, whereas the distribution of acetylene is decreasing from equator to poles. This behaviour is not predicted by photochemical models such as the 1D seasonal model of [Moses and Greathouse \(2005\)](#), and suggests a meridional transport which affects the distribution of ethane. Cassini/CIRS limb observations of 2005 and 2006 (winter in the northern hemisphere, $L_S = 303^\circ - 339^\circ$, [Guerlet et al. \(2009\)](#)) also showed that at pressures inferior to 0.1 hPa, ethane and acetylene are more abundant in the northern hemisphere than in the southern one, which cannot be explained by photochemistry alone. [Guerlet et al. \(2009\)](#) interpreted this behaviour as an effect of a strong meridional circulation from summer to winter hemisphere. [Sinclair et al. \(2013\)](#) studied the seasonal variations of ethane and acetylene between 2005 and 2010 (from $L_S = 308^\circ$ to $L_S = 15^\circ$). They used Cassini/CIRS nadir observations to probe the abundances of these hydrocarbons at 2 hPa. They measured surprising variations in hydrocarbons abundances, stronger for ethane than for acetylene. Indeed, they noticed an enrichment in hydrocarbons at 25°N (by 29% for ethane) and a depletion at 15°S (by 17% for ethane), which they attributed respectively to localised downwelling and upwelling. Their results also show a global increase of the abundances of northern hemisphere. [Sinclair et al. \(2013\)](#) suggested that an extensive downwelling or a general hemisphere to hemisphere circulation may be at play.

Propane (C_3H_8) is the most abundant C_3 molecule in Saturn’s atmosphere. [Greathouse et al. \(2006\)](#) detected it for the first time in Saturn’s southern hemisphere, using IRTF/TEXES observations at the southern summer solstice ($L_S = 270^\circ$). They measured a similar abundance of propane at 20°S and 80°S at 5 hPa. [Sinclair et al. \(2014\)](#) presented a comparison between Voyager/IRIS (in 1980, $L_S = 8^\circ$) and Cassini/CIRS (in 2009 and 2010, $L_S = 3^\circ$ and $L_S = 14^\circ$) observations to measure the inter-annual variability of temperature, ethane and acetylene abundances in Saturn’s stratosphere (in the [100; 200] hPa range and at 2.1 hPa). Their results show a higher acetylene concentration at 25°S in 1980 than in 2009-2010, and a colder temperature in 1980 at the equator than in 2009-2010. [Sinclair et al. \(2014\)](#) attributed these differences to different phases of Saturn’s equatorial oscillation (temperature oscillation propagating downward in the equatorial zone, [Fouchet et al. \(2008\)](#); [Orton et al. \(2008\)](#)).

In this study, we present temperature, ethane, acetylene, and propane vertical profiles along with their meridional distributions obtained by Cassini/CIRS limb observations performed from 2010 to 2012. We investigate the seasonal changes in Saturn’s atmosphere between 2005 and 2012 by comparing these observations and previous limb observations (acquired from 2005 to 2007), analysed by [Guerlet et al. \(2009\)](#). The use of the same instrument and the same retrieval algorithm ensures the high consistency of our analysis with the one of [Guerlet et al. \(2009\)](#). Limb data allow us to probe larger pressure ranges (20-0.003 hPa for temperature and 3-0.01 hPa for hydrocarbons) than nadir data, so we complete the results of [Fletcher et al. \(2010\)](#) and [Sinclair et al. \(2013\)](#) by probing more extensively the vertical structure of the stratosphere. Our latitudinal coverage (from 79°N to 70°S) samples comprehensively the meridional structure of the atmosphere, especially at mid and high northern latitudes which are not probed in [Guerlet et al. \(2009\)](#). The measured temperature variations are compared to the predictions of the radiative-convective model of [Guerlet et al. \(2014\)](#) in order to identify the radiative contribution in the observed evolution of the atmosphere, and to explore the possible processes at play in the behaviour of Saturn’s atmosphere in response to the seasonal insolation variations. We also compare the retrieved abundances of ethane, acetylene, and propane to the previous retrievals of [Guerlet et al. \(2009\)](#), and compare them to the predictions of the 1D seasonal photochemical model of [Moses and Greathouse \(2005\)](#) to get insights on the processes governing their distributions. In Section 2, we detail the characteristics of our observations and of our retrieval algorithm. In Section 3, we present our results and their comparison with previous measurements. We provide a discussion about the possible phenomena which could explain the measured seasonal variations in the Section 4.

Name	Date	Solar longitude	Latitudinal coverage	Spectral resolution (cm^{-1})
LIMBINT001_PRIME*	13/02/2010	7°	15°N, 20°N	7.5
LIMBINTB001_PRIME*	13/02/2010	7°	5°N, 10°N	7.5
LIMBINTC001_PRIME*	13/02/2010	7°	5°S to 20°S	7.5
LIMBINT001_PRIME	23/09/2010	12°	25°N to 80°N	7.5
LIMBMAP001_PIE	04/01/2012	29°	70°S	7.5
LIMBMAP001_PIE	04/01/2012	29°	35°S	0.5
ALPCMAOCC001_VIMS	21/02/2012	31°	50°S and 55°S	7.5
ALPHYAOCC001_VIMS	21/02/2012	31°	42°S and 47°S	7.5

Table 1: List and characteristics of the CIRS limb datasets analysed in this study. The asterisk denotes data for which retrieved temperature profiles had already been presented (Guerlet et al., 2011). We do not have data in 2011, as orbits of the Cassini spacecraft were not fitted for limb observations.

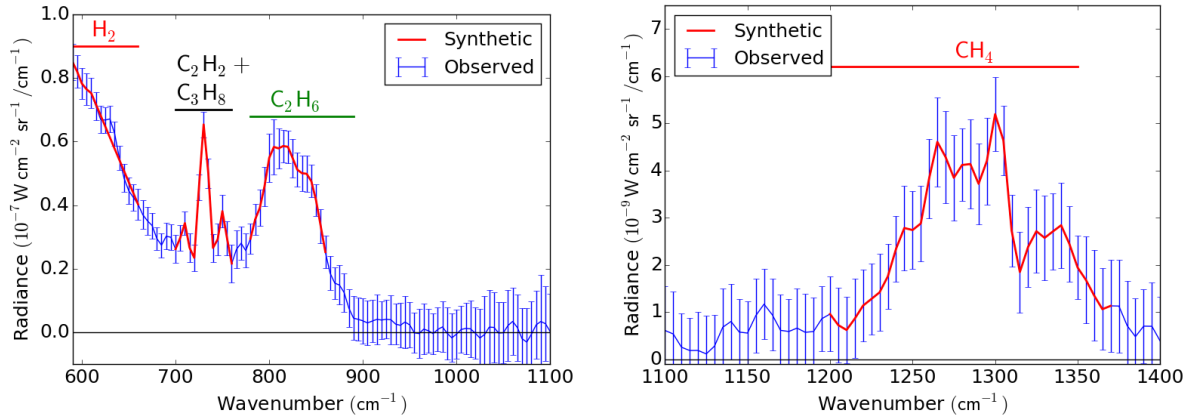


Figure 1: Example of co-added CIRS spectra (in blue) acquired at 30°N by FP3 (left) and FP4 (right) acquired respectively at altitudes of 180 km (8.4 hPa) and 305 km (0.7 hPa). Both spectra have a spectral resolution of 7.5 cm^{-1} . Red lines stand for the synthetic spectra calculated during the retrieval process.

2. Data Analysis

2.1. Observations

CIRS (Flasar et al., 2004) is a thermal infrared Fourier transform spectrometer with three focal planes that cover spectral ranges from 10 cm^{-1} to 1400 cm^{-1} ($7 \mu\text{m}$ to 1 mm). In this study, we exploit spectra acquired simultaneously by the focal planes FP3 ($600 - 1100 \text{ cm}^{-1}$) and FP4 ($1100 - 1400 \text{ cm}^{-1}$) at unapodized spectral resolutions of 7.5 cm^{-1} and 0.5 cm^{-1} . FP3 and FP4 each contain 10 detectors with an angular resolution of 0.273 mrad corresponding, in limb viewing geometry, to a vertical resolution of 1-2 Saturn's scale height (50-100 km) on the planet (varying with the distance between Cassini and Saturn).

Table 1 presents the different datasets analysed in this study. They cover latitudes from 80°N to 70°S , thus they provide an overview of the atmosphere in both hemispheres. Temperature retrieved from the February 2010 datasets is already presented in Guerlet et al. (2011), so we retrieve only hydrocarbons abundances in these datasets, with the exact same algorithm as these authors

(see section 2.3.1). The datasets covering the northern hemisphere were acquired before the Great White Storm of 2010-2011 (Sánchez-Lavega et al., 2012), and the outbreak of the "beacon" (warm stratospheric vortex, Fletcher et al. (2012)). Hence, our measurements of seasonal variations are not affected by these two events. Measurements are carried out in limb geometry, where the parallel arrays of FP3 and FP4 are set perpendicular to the limb of the planet, and each detector sounds a different tangent height. In this geometry, the length of the line of sight is larger than in nadir geometry, which makes the instrument sensitive to temperature and trace species at higher altitudes, and over a broader pressure range (from 20 hPa to 0.003 hPa for temperature and from 3 hPa to 0.01 hPa for hydrocarbons) than with nadir geometry. Each limb observation is composed of two acquisition sequences targeting the same latitude but different altitudes to optimize the vertical coverage of the measurements. Each acquisition sequence lasts between 430 s to 1050 s while 45 to 110 spectra are collected per detector and per sequence. We use the photometric calibration provided by the Cassini/CIRS team (version 3.2, Conor A. Nixon and Team (2012)) to correct the

noise induced by the sky background and the thermal noise of the detectors. When the measured radiance is weaker than the noise (e.g. between 1000 cm^{-1} and 1100 cm^{-1}), this calibration process sometimes gives negative radiances.

For each sequence, the spectra acquired by each detector are co-added to obtain a single spectrum per sequence and per detector, and to increase the signal to noise ratio by \sqrt{n} (with n the number of acquired spectra). The signal to noise ratio reaches 250 at 600 cm^{-1} (FP3) and 70 at 1300 cm^{-1} (FP4). For each latitude, we have a set of 20 unapodized co-added spectra (corresponding to the 20 detectors) sampling the vertical structure of Saturn's stratosphere. The temperature and hydrocarbons abundances retrievals are performed on these sets of co-added spectra. Figure 1 shows examples of co-added spectra acquired by FP3 and FP4 for latitude 30°N , at $L_S = 12^\circ$, and at respective corrected altitudes of 180 km and 305 km (the altitude correction is detailed in section 2.3.1).

The altitudes determined by the navigation of the spacecraft are not precise enough for our retrievals. Indeed, their calculation depends on the NAIF (Navigation and Ancillary In-Formation) reference ellipsoid, which is an approximation to the real shape of the planet. This produces an offset up to ~ 150 km between real and tabulated altitudes in the database, depending on latitude. Pointing errors can also shift the altitudes by $\lesssim 20$ km. Our retrieval scheme corrects for these altitude errors, as explained in section 2.3.1.

2.2. Treatment of ALPCMAOCC001.VIMS and ALPHYAOCC001.VIMS datasets

An additional treatment is required for the datasets ALPCMAOCC001.VIMS and ALPHYAOCC001.VIMS, at the latitudes 42°S and 50°S . We notice a clear decrease of the measured flux over time during the observations. An example is shown in fig. 2, where the mean radiance at 600 cm^{-1} of a single detector is plotted against time. It is unlikely that this radiance variation is caused by a temperature variation in longitude. Indeed, the brightness temperature difference needed for the radiance decrease presented in fig. 2 (from $1 \times 10^{-7}\text{ W/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$ to $0.3 \times 10^{-7}\text{ W/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$) is 15 K at 600 cm^{-1} . Such a longitudinal temperature variation has only been measured during the Great White Storm of 2010-2011, where warm disturbances (named "beacons") were observed in the stratosphere (Fletcher et al., 2012). This effect is more likely caused by a lack of pointing stability during the observations, which results in a vertical drift of each detector during the acquisition of the spectra. To correct for this effect, we divide the affected sequences of observations into several smaller sub-sequences. In these sub-sequences the standard deviation of the radiances

at 600 cm^{-1} is similar to the standard deviation of the radiances measured at the same wavenumber in observations sequences unaffected by this altitude drift. The 600 cm^{-1} wavenumber is selected because at this wavenumber the flux is larger than measurement noise, as it is within the spectral range of the hydrogen collision induced emission (see section 2.3.1). We co-add the spectra of each sub-sequence instead of using the whole sequence.

Besides, these datasets were not acquired in the limb geometry presented in section 2.1 (at all latitudes). The detectors arrays were tilted with respect to the local vertical, as shown on fig. 3. The tilt angle varies between 23° and 29° depending on the observed latitude. This effect requires a special treatment during the retrieval of temperature and hydrocarbons abundances, which is presented in section 2.3.2.

2.3. Retrieval algorithm

2.3.1. Method

We retrieve temperature and hydrocarbons abundance profiles for each latitude using the regularized and constrained linear inversion method described in Rodgers (2000), coupled with a forward radiative transfer model. We use the exact same algorithm as in Guerlet et al. (2009) in order to ensure a consistent comparison between the two studies.

Our radiative transfer model uses spherical geometry, using the osculating radius at the latitude of the retrieval. It computes synthetic spectra in the spectral domain suitable for the retrieved physical quantity (temperature or hydrocarbons abundances). The opacities of the gases included in this model are available in the spectroscopic database GEISA 2009 (Jacquinot-Husson et al., 2005, 2008). For temperature retrievals, synthetic spectra are calculated in the spectral domains $[590; 660]\text{ cm}^{-1}$ and $[1200; 1370]\text{ cm}^{-1}$. In the first spectral domain, the dominant contribution to the radiance is the hydrogen collisions ($\text{H}_2\text{-H}_2$ and $\text{H}_2\text{-He}$) induced emission ($[590; 660]\text{ cm}^{-1}$, Borysow et al. (1985); Borysow and Frommhold (1986); Borysow et al. (1988)), which intensity is very sensitive to lower stratospheric temperature. We set the $[\text{He}]/[\text{H}_2]$ ratio at 0.1355, determined by Conrath and Gautier (2000). The opacities of acetylene, methylacetylene ($\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$) and diacetylene (C_4H_2) are also included in our radiative transfer code, as they contribute weakly to the radiance in the $[590; 660]\text{ cm}^{-1}$ range. Their abundance profiles are fixed to those predicted by the model of Moses and Greathouse (2005). The spectral domain $[1200; 1370]\text{ cm}^{-1}$ matches the ν_4 emission band of methane. As H_2 and He , this gas is homogeneously distributed in Saturn's atmosphere, thus it can be used to perform temperature measurements. The volume mixing

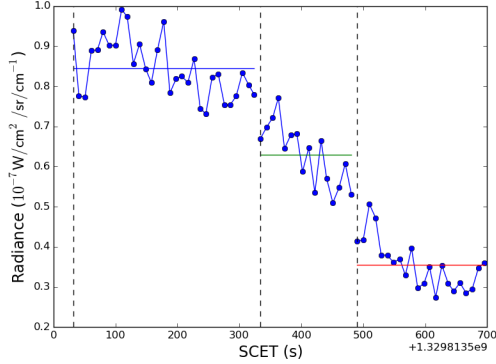


Figure 2: Evolution of the measured flux at 600 cm^{-1} during the observation sequence at 42°S . SCET stands for SpaceCraft Event Time. Vertical dashed lines delimit the chosen sub-sequences. Horizontal lines represent the mean flux of each sub-sequence.

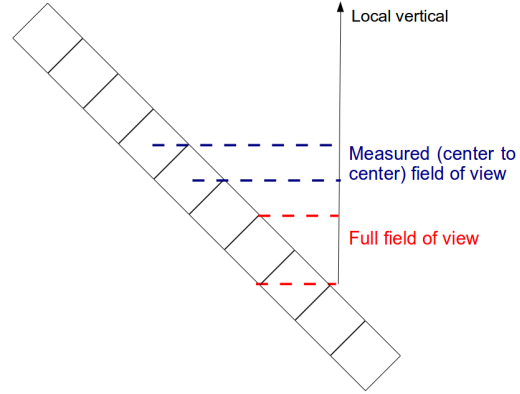


Figure 3: Observations geometry in the ALPC-MAOCC001_VIMS and ALPHYAOCC001_VIMS datasets and tested fields of view.

ratio of CH_4 is set to the value determined by Flasar et al. (2005) : 4.5×10^{-3} . We use the vertical profile of CH_4 predicted by the model of Moses et al. (2000). The weak radiative contributions of acetylene and CH_3D are included in the calculation of the synthetic spectra in the $[1200; 1370]\text{ cm}^{-1}$ range. We set the abundance of CH_3D using the ratio $[\text{CH}_3\text{D}]/[\text{CH}_4] = 1.7 \times 10^{-5}$, determined by Lellouch et al. (2001). For ethane abundances retrievals, the spectral domain $[780; 860]\text{ cm}^{-1}$ is selected, since the radiance in this spectral domain is dominated by the ν_9 band of this gas (centered at 822 cm^{-1}). Nevertheless, as the wings of the ν_5 band of acetylene (centered at 729 cm^{-1}) contributes weakly to the radiance in this region, we set its vertical abundance profile to the prediction of the model of Moses and Greathouse (2005). The last selected spectral domain is $[700; 760]\text{ cm}^{-1}$, which is used to retrieve acetylene and propane. The acetylene ν_5 band is the dominant spectral feature in this domain but the ν_{21} band of propane (centered at 748 cm^{-1}) contributes significantly to the radiance, even if the spectral resolution of the observations is not fine enough to isolate it. Examples of synthetic spectra calculated in the different spectral bands presented above are shown in fig. 1.

The sensitivity of our measurements to the different retrieved physical quantities is given by the kernels or functional derivatives $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial x_j}$, where I_i is the measured radiance at the wavenumber σ_i , and x_j a retrieved parameter (temperature or hydrocarbon abundance) at the pressure level p_j . The left panel of fig. 4 shows the temperature kernels $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial T_j}$ as a function of pressure, for nine probed altitudes, at 1305 cm^{-1} (where the opacity of the CH_4 ν_4 band is the highest), and at 605 cm^{-1} (in the hydrogen collisions induced emission) at 50°N . The right panel of fig. 4 shows the ethane abundance kernels

$K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial q_j}$ as a function of pressure, for five probed altitudes, at 815 cm^{-1} (at the center of ethane ν_9 band), at 50°N . The temperature and ethane kernels presented in this figure are representative examples of the kernels obtained for the datasets presented in this study. The two spectral bands used for the temperature retrievals are complementary, as they allow us to probe the temperature from 20 hPa to 0.003 hPa. Ethane abundances are probed in the $[3; 0.01]\text{ hPa}$ range. Acetylene kernels are similar to ethane kernels, thus the sensitivity limits for acetylene abundances retrievals are the same as those presented for ethane. Propane is probed in a more narrow pressure range ($[5; 0.5]\text{ hPa}$).

We treat each latitude separately, using its set of co-added spectra (a spectrum per each observed altitude) obtained from the observations (see section 2.1). The retrievals are done through an iterative method. At each iteration, a new synthetic spectrum is computed for each altitude by adding a small increment to the retrieved quantity, in order to fit the set of co-added spectra. We estimate that the algorithm converges towards a solution when the χ^2 varies by less than 1% between two iterations. For each latitude, temperature and hydrocarbons abundances are retrieved in sequential steps. First, we retrieve the temperature. As in Guerlet et al. (2009), an altitude offset is retrieved simultaneously with the temperature profile to correct the altitudes shift mentioned in section 2. We use the tangent altitudes provided by the spacecraft navigation as *a priori* altitudes. The altitude offset is determined by comparing the measured and retrieved altitudes of the saturations levels of CH_4 ν_4 band and collisions induced emissions, as the altitudes of these saturation levels are well constrained by radiative transfer theory. Then, we use the retrieved temperature to infer the ethane abundance profile. We perform eventually a

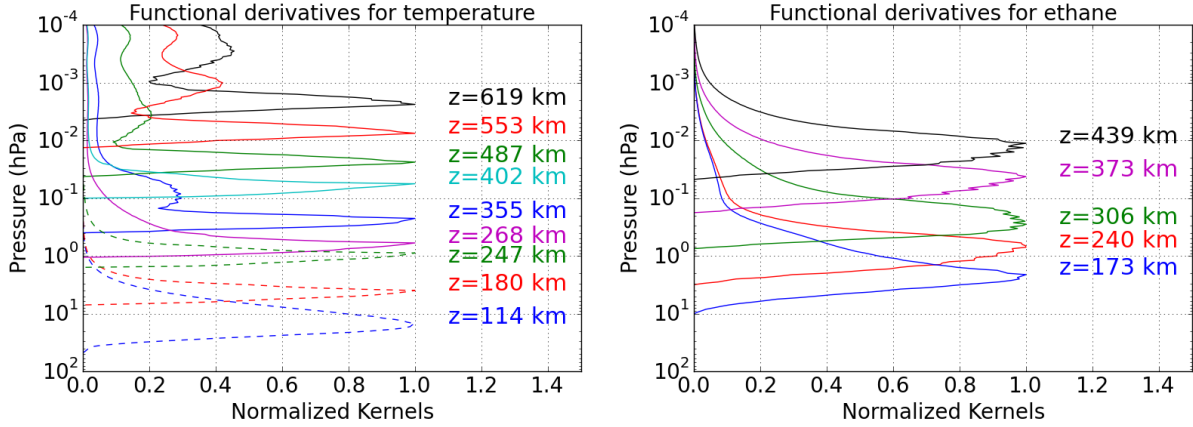


Figure 4: Functional derivatives of temperature (left) and ethane (right) at different altitudes, at 50°N. For temperature, the functional derivatives are plotted at 1305 cm⁻¹ (solid lines), and at 605 cm⁻¹ (dashed lines). The functional derivatives for ethane are plotted at 815 cm⁻¹.

third inversion to retrieve acetylene and propane volume mixing ratio, using the retrieved profiles of temperature and ethane.

The retrieval of the probed quantities from the spectra is an ill-posed problem : several distinct profiles of temperature or hydrocarbons abundances can fit a set of co-added spectra. Consequently, an *a priori* profile of the probed quantity is needed to initiate the inversion process and to constrain it, especially at pressure levels where the measurements are not sensitive to the probed parameters. We perform each retrievals with several *a priori* profiles to explore their influence on the solution profile. For temperature retrievals, we use three different *a priori* profiles : the vertical temperature profile measured by Lindal et al. (1985) using Voyager radio occultations, and two other profiles which are identical to Lindal et al. (1985) temperature profile below the 1-hPa pressure level and warmer above, as shown on fig. 5. For hydrocarbons abundances retrievals, we use the abundances profiles predicted by the photochemical model of Moses and Greathouse (2005) and multiples ($\times 2$, $\times 0.5$) of these profiles to explore sensitivity to *a priori* profiles. The relative weight f between data and *a priori* profile is a parameter of our inversion algorithm. We find that the optimal values of f lie between 0.3 and 3. These values let the algorithm modify the profile following the radiance variations measured in the spectra, without being adversely affected by the measurements noise at pressure levels where the sensitivity to the probed parameters is weak. The retrieved profiles are also smoothed on a correlation length L between 1 and 4 Saturn's scale height to suppress high frequency spurious oscillations (i.e occurring on vertical scales inferior to the field of view of a detector). For each latitude, we perform the retrievals with several values of L and f to find the best fit of the

set of co-added spectra.

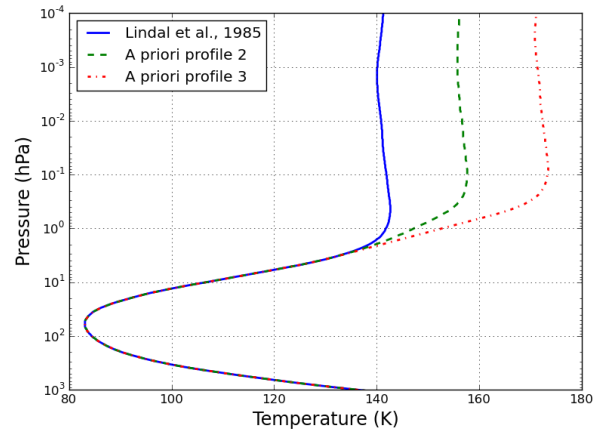


Figure 5: *A priori* profiles of temperature used for the temperature retrievals.

2.3.2. Retrievals on the ALPCMAOCC001_VIMS and ALPHYAOCC001_VIMS datasets

The temperature and hydrocarbons retrievals from ALPCMAOCC001_VIMS and ALPHYAOCC001_VIMS datasets required a specific treatment, because of the specific observation geometry affecting the acquisition (tilt of the detectors with respect to the local vertical, see section 2.2 and fig. 3). The vertical field of view F of a detector is an input parameter of our radiative transfer code. For each altitude z , the radiative transfer code computes the corresponding synthetic spectra, by averaging the radiative contributions of 9 smaller

Pressure level	Noise and smoothing	Altitude	[CH ₄]/[H ₂]	Homopause level	[He]/[H ₂]	Sum
10 hPa	±0.5	$\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	±0.1	≤ 0.1	$\begin{smallmatrix} +0.8 \\ -1.9 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +1.0 \\ -2.0 \end{smallmatrix}$
1 hPa	±0.4	$\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +0.7 \\ -0.6 \end{smallmatrix}$	±0.5	$\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.2 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +1.1 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$
0.1 hPa	±0.8	$\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -1.0 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +0.9 \\ -0.6 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +0.8 \\ -1.1 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +0.3 \\ -0.8 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +1.5 \\ -2.0 \end{smallmatrix}$
0.01 hPa	±0.7	$\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.7 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +1.2 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$	±0.6	±0.2	$\begin{smallmatrix} +1.6 \\ -1.5 \end{smallmatrix}$

Table 2: Error estimation on the temperature in Kelvin at different pressure levels, for the different sources of error. In the last column, we computed the quadratic sum ($\sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$) of all the errors (σ_i).

Pressure levels (hPa)	Ethane	Acetylene	Propane
1	$\begin{smallmatrix} +19\% \\ -15\% \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +18\% \\ -16\% \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +22\% \\ -24\% \end{smallmatrix}$
0.1	$\begin{smallmatrix} +25\% \\ -22\% \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +27\% \\ -22\% \end{smallmatrix}$	
0.01	$\begin{smallmatrix} +23\% \\ -19\% \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +40\% \\ -35\% \end{smallmatrix}$	

Table 3: Error estimation on the hydrocarbons abundances at different pressure levels. We present here the quadratic sum of the errors ($\sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$) affecting the hydrocarbons retrievals.

atmospheric layers cut alongside to the local vertical, which height is $F/9$, and which altitudes are between $z - F/2$ and $z + F/2$. When the detectors arrays are parallel to the local vertical ("regular" limb geometry), each layer has the same weight. With the geometry of the ALPCMAOCC001_VIMS and ALPHYAOCC001_VIMS datasets, if the part of the atmosphere probed by a single detector is cut alongside to the local vertical, in the same way as in the radiative transfer code, the atmospheric layers obtained will have different sizes and different radiative contributions. Hence, the method of calculation used in the radiative transfer code is inaccurate for the geometry of these two datasets, which can induce a bias in the computation of the synthetic spectra and in the retrievals of temperature and hydrocarbons abundances. To overcome this issue, we choose to study the following extreme cases : we retrieve the temperature profiles, using the measured field of view, the theoretical field of view (knowing the angular field of view and the distance between the spacecraft and the planet), and the maximal field of view (see fig. 3) as values of F for the radiative transfer code. For each latitude, we keep the value of F giving the best fit of the set of co-added spectra, then we use it for the hydrocarbons abundances retrievals.

In the datasets at 42°S, 47°S and 50°S, the low signal to noise ratio of the spectra acquired at the 0.01-hPa pressure level (and above) prevents to measure precisely the temperature at this pressure level. For each of these latitudes, we use the temperature retrievals performed with the three *a priori* profiles (presented in fig. 5), in order to find an upper limit of the temperature at 0.01 hPa, i.e the maximal temperature at this pressure

level with which the radiative transfer code can fit the corresponding co-added spectra. As the temperature can not be retrieved accurately at 0.01 hPa, we do not retrieve hydrocarbons abundances at this pressure level.

We do not perform retrievals on the dataset at 55°S, because of the low signal to noise ratio (due to a shorter acquisition time than in the other datasets or to lower temperatures) in the co-added spectra, preventing us from detecting clearly the spectral band of CH₄ (needed to retrieve the temperature).

2.3.3. Error analysis

We evaluate below the different sources of error affecting our results. They are summed up in table 2 for temperature and table 3 for hydrocarbons volume mixing ratios. Our retrieval algorithm estimates directly the error induced by data noise and smoothing of the retrieved profiles by the algorithm. An additional series of retrievals are performed to estimate the errors induced by :

- the determination of the tangent altitudes of the spectra : we estimate that the error on the retrieved tangent altitudes (see section 2) is ±7 km, as it is the minimal shift needed to increase significantly the χ^2 in the altitude retrievals. We retrieve temperature and hydrocarbons abundances profiles using the altitudes previously retrieved, shifted by ±7 km.
- the error on the abundance of CH₄ (±20%, [Flasar et al. \(2005\)](#)). It affects only temperature retrievals.

- the uncertainty on the ratio $[\text{He}]/[\text{H}_2]$ which is comprised between 0.08 and 0.16 (Conrath and Gautier, 2000; Flasar et al., 2008). It affects only temperature retrievals. In limb geometry, these errors are quite weak (up to 1.9 K) compared to nadir geometry (up to 4 K in Fletcher et al. (2007)) because limb geometry is more sensitive to the vertical temperature variations than nadir geometry. Moreover, errors related to the uncertainty on $[\text{He}]/[\text{H}_2]$ affects especially temperature retrievals at high pressures (lower than 10 hPa), as temperature is mainly retrieved using the H_2 collisions induced emission. The contribution of the $\text{CH}_4 \nu_4$ band emission to the temperature retrievals becomes more and more important with decreasing pressure and lowers the influence of this error source.
- the uncertainty on the altitude of CH_4 homopause : Moses and Vervack (2006) show that the homopause pressure level can vary with altitude and time. We perform temperature retrievals, setting a CH_4 profile where the homopause level is shifted by a pressure decade downward.
- the propagation of errors affecting temperature on the hydrocarbon abundances retrievals. We retrieve the hydrocarbons abundances, setting the temperature profile to its upper or lower limit, determined by the analysis of the errors sources listed above.

Most of error estimations listed in tables 2 and 3 are not symmetric, because the parameters from which they depend are taken into account in the derivations of absorption and emission of atmospheric gases by the radiative transfer code, which are not linear functions of temperatures and hydrocarbons abundances.

3. Results

3.1. Temperature

Figure 6 shows two examples of retrieved vertical temperature profiles at 30°N ($L_S = 12^\circ$) and 47°S ($L_S = 31^\circ$) and their comparison with the previous measurements from Guerlet et al. (2009) (at $L_S = 312^\circ$ and $L_S = 315^\circ$ respectively). They are representative of the thermal evolution of the stratosphere in each hemisphere. In the northern hemisphere, from winter to spring, the temperature increases within the whole probed pressure range. The maximum increase of temperature is centred around 1 hPa and reaches $7 \pm_{0.9}^{1.1}$ K. The spring warming amplitude decreases with altitude to eventually vanish (within error bars) at 0.01 hPa. In other words, the seasonal contrast of temperature varies strongly with altitude in the northern hemisphere. The picture is radically different in the southern hemisphere. The temperature remains constant from summer to autumn

from 10 hPa to 0.1 hPa. Then, at higher altitudes, the temperature decreases strongly between the two seasons. For instance, at 47°S , the thermal contrast from $L_S = 315^\circ$ to $L_S = 31^\circ$ is at least $13 \pm_{1.5}^{1.9}$ K at 0.01 hPa (the determination of an upper limit for temperature at 0.01 hPa in this dataset is detailed in 2.3.2). The asymmetry of the evolution of the stratospheric thermal structure between the two hemispheres is puzzling, since one would expect radiative timescale to vary little with latitude, given the small temperature and composition gradients.

Figure 7 presents how the temperature meridional gradient evolves at several pressure levels. The evolution of the equatorial belt (20°S to 20°N) is already presented by Guerlet et al. (2011) and reflects the downward propagation of Saturn equatorial oscillation in the stratosphere (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008), a temperature oscillation, probably driven by upward propagating waves, affecting the latitudes between 20°S and 20°N . We focus here on the seasonal and regional trends of the two hemispheres (from 25°N to 79°N and from 25°S to 70°S).

Northern hemisphere (25°N to 79°N)

- At 10 hPa, in northern spring, temperature decreases sharply by $18 \pm_{2.0}^{1.0}$ K from 25°N to the north pole. The seasonal evolution of temperature is globally negligible (within error bars).
- At 1 hPa, in spring, similarly to 10 hPa, there is a strong meridional thermal gradient : temperature decreases by $19 \pm_{0.9}^{1.1}$ K from 30°N to 79°N . The temperature increases strongly from winter to spring. The maximum increase of temperature is located at 40°N , where it reaches $11 \pm_{0.9}^{1.1}$ K.
- At 0.1 hPa, the meridional temperature gradient is weaker than at higher pressures : the temperature decreases by $12 \pm_{2.0}^{1.5}$ K from 25°N to 79°N . The seasonal thermal contrast is also globally weaker than at 1 hPa. However, at 70°N , the difference between winter and spring temperatures is higher than at 1 hPa ($12 \pm_{2.0}^{1.5}$ K at 0.1 hPa versus $5 \pm_{0.9}^{1.1}$ K at 1 hPa).
- At 0.01 hPa, contrary to the other pressures levels, the temperature does not show a regular decrease from low to high latitudes. From 25°N to 50°N the temperature is uniform, then there is a strong decrease of $11 \pm_{1.5}^{1.6}$ K towards 60°N and 70°N . The temperature rises again towards the pole by $6 \pm_{1.5}^{1.6}$ K. From 25°N to 45°N , the temperature difference between the two seasons is negligible within error bars. Unlike the previous pressure levels, we cannot infer the seasonal evolution of temperature at 70°N : the low signal to noise ratio of the spectra acquired at this latitude, at 0.01 hPa in winter (December 2007),

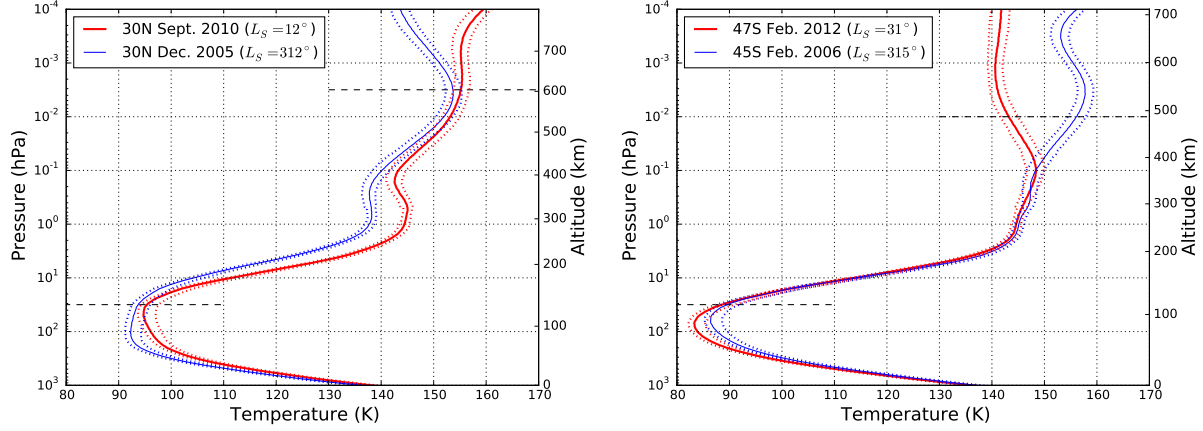


Figure 6: Vertical retrieved temperature profiles at 30°N and 47°S. Red thick solid lines represent the temperature inferred from the datasets presented in this paper, whereas blue thin solid lines represent the previous results presented in [Guerlet et al. \(2009\)](#). Dotted lines stand for the error envelopes of each profile. Dashed horizontal lines represent the sensitivity limits of our data in altitude. Beyond these lines, differences between the profiles are mainly due to the use of different parameters (e.g. smoothing factors, *a priori* profiles) in the retrievals.

prevents [Guerlet et al. \(2009\)](#) from measuring the temperature.

Hence, in the springtime northern hemisphere, the meridional gradient of temperature is higher in the lower stratosphere (from 10 hPa to 1 hPa) than in the upper stratosphere (above the 0.1-hPa pressure level). Our observations performed in spring even show that the temperature is approximately constant from low to mid-latitudes at 0.01 hPa. CIRS limb measurements at 50°N, 60°N, and 79°N, presented for the first time in this study, fit well in these meridional trends of temperature. At all northern latitudes, the seasonal evolution of temperature varies strongly with pressure. The maximum seasonal thermal contrast is located at 1 hPa and decreases toward higher and lower pressure levels.

Southern hemisphere (25°S to 70°S)

- At 10 hPa, in southern autumn, the meridional temperature gradient is weak. The temperature decreases by $4 \pm_{2.0}^{1.0}$ K from 35°S to 50°S, but increases by $2 \pm_{2.0}^{1.0}$ K towards 70°S. At mid-latitudes, the temperature remains constant from summer to autumn within error bars whereas at 70°S, temperature decreases by $12 \pm_{2.0}^{1.0}$ K between the two seasons.
- At 1 hPa, in autumn, the temperature is approximately constant between 42°S and 47°S, whereas the atmosphere exhibits a surprising cooling of $8 \pm_{0.9}^{1.1}$ K from 47°S to 50°S. Like at 10 hPa, the seasonal contrast of temperature is negligible at mid-latitude and is $12 \pm_{0.9}^{1.1}$ K at 70°S.
- At 0.1 hPa, in autumn, the temperature meridional gradient is similar to that measured at 1 hPa. The

cooling between 47°S and 50°S is stronger at 0.1 hPa than at 1 hPa. The meridional thermal gradient from 35°S to 70°S is $13 \pm_{2.0}^{1.5}$ K. The seasonal evolution of the temperature is the same as it is at 10 hPa and 1 hPa.

- At 0.01 hPa, we measure a temperature contrast of $15 \pm_{1.5}^{1.6}$ K between 35°S and 70°S. However, we have little information about the temperature meridional gradients, as we retrieve only upper limits for temperatures from 42°S to 50°S. In contrast with the situation at higher pressures, the temperature decreases strongly from summer to autumn at mid-latitudes (decrease of at least 17 K at 42°S). The seasonal cooling at 70°S is $12 \pm_{1.5}^{1.6}$ K, similarly to higher pressure levels.

In the southern hemisphere, temperature decreases from mid-latitudes to polar regions, at all pressure levels during autumn. At this season, in the 1-0.1 hPa pressure range, the temperature retrieved at 50°S is much cooler than the retrieved temperature of the surrounding latitudes. Such a sharp cooling is puzzling and will be discussed in section 4. The meridional gradient of temperature from low to high latitudes is less steep in the southern hemisphere than in the northern hemisphere. In the southern hemisphere, from 10 hPa to 0.1 hPa, the seasonal temperature contrast is globally negligible (within error bars). Then at 0.01 hPa, the atmosphere cools strongly from summer to autumn. This global seasonal trend for temperature does not apply at 70°S, where the atmosphere cools by 12 K from summer to autumn, at all the probed pressure levels. The steep temperature increase observed in southern summer between southern mid-latitudes and 70°S at 10 hPa and 1 hPa (e.g. $13 \pm_{2.0}^{1.0}$ K at 10 hPa), dis-

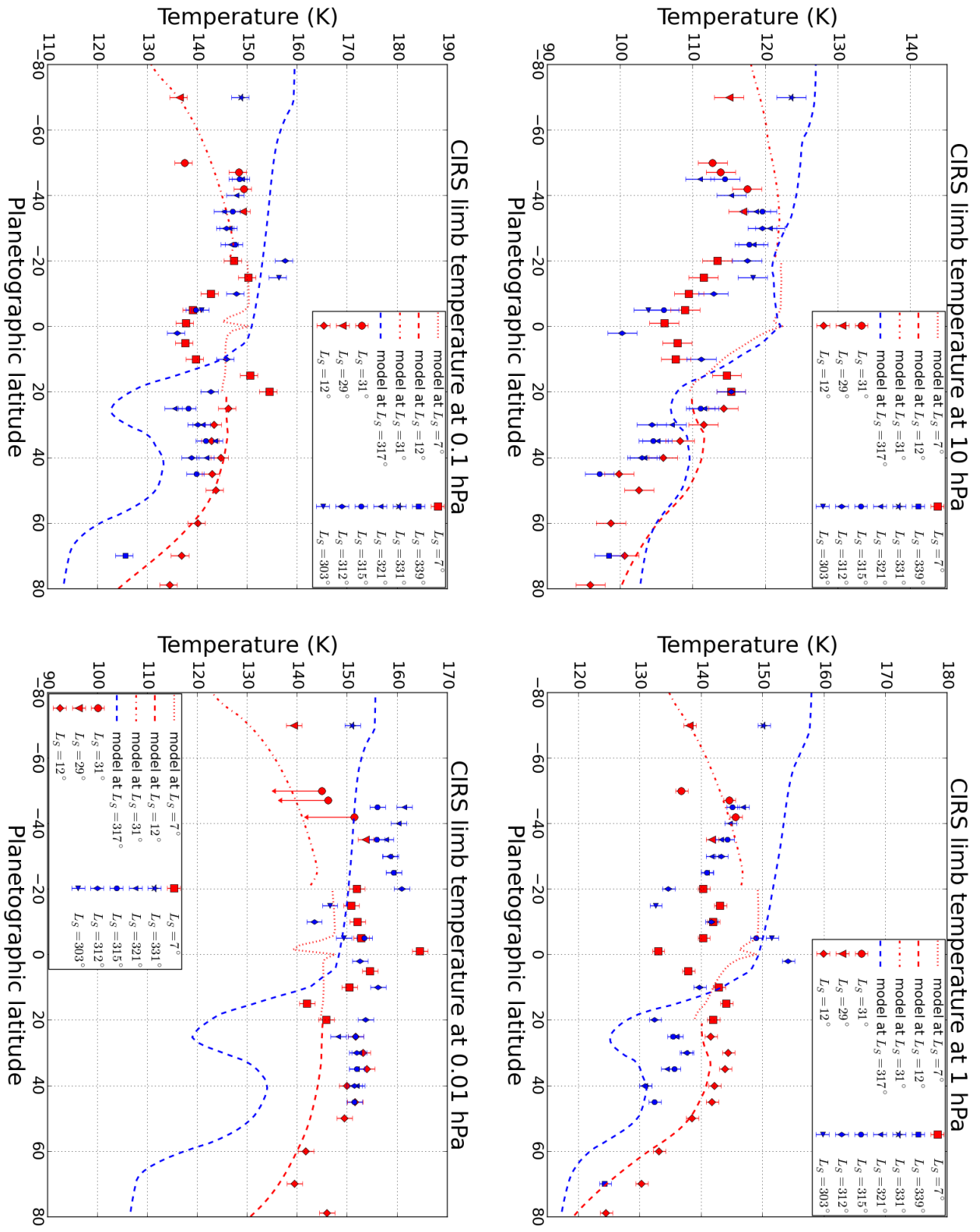


Figure 7: Observed and predicted temperature meridional gradients at 10 hPa, 1 hPa, 0.1 hPa and 0.01 hPa. Red points are for the data analysed in this paper whereas blue points are for the previous data of [Guerlet et al. \(2009\)](#). The lines represent the predicted temperatures by the radiative-convective model of [Guerlet et al. \(2014\)](#). At $L_s = 31^\circ$, only upper limits of the temperatures can be retrieved for 42°S , 47°S , and 50°S at 0.01 hPa (see section 2.3.2).

appears in autumn to be replaced by nearly homogeneous temperatures between mid and high southern latitudes.

3.2. Hydrocarbons

Figure 8 shows two examples of retrieved abundances profiles of ethane and acetylene at 40°N ($L_S = 12^\circ$) and 42°S ($L_S = 31^\circ$) and their comparison with the previous measurements from [Guerlet et al. \(2009\)](#) (at $L_S = 321^\circ$). The retrieved propane abundance profiles for the same latitudes and observations times are also shown in fig. 8. They are representative of the evolution of the abundances of these hydrocarbons in each hemisphere. At 40°N, the abundances of ethane and acetylene remain approximately constant from winter to spring. At 42°S, below the 1-hPa pressure level, the evolution of ethane and acetylene abundances is negligible. However, at lower pressures, the abundances of these hydrocarbons increase strongly. For instance, the volume mixing ratios of C_2H_2 and C_2H_6 are doubled (at $\pm 25\%$ for C_2H_6 and at $\pm 27\%$ for C_2H_2) at 0.1 hPa from southern summer to autumn. In both hemispheres, the vertical profile of propane show few seasonal variations.

Figure 9 shows the meridional distribution of hydrocarbons and its seasonal evolution. We examine the seasonal variations at all latitudes.

- At 1 hPa, the most striking result is that ethane, acetylene and propane abundances hardly exhibit any seasonal evolution. Their meridional distributions is remarkably constant (at $\pm 19\%$ for C_2H_6 , $\pm 18\%$ for C_2H_2 and $\pm 22\%$ for C_3H_8) from northern winter to spring. The meridional gradients of abundances of these two hydrocarbons are different, and that for both seasons. Acetylene volume mixing ratio decreases from equator to poles. Conversely, ethane and propane are homogeneously distributed in latitude. Newly probed latitudes (at 50°S, 50°N, 60°N, and 79°N) in northern spring seem to show marginal hints of increasing abundances toward the south pole for propane, and towards both poles for ethane.
- At 0.1 hPa, in northern spring, the meridional distributions of acetylene and ethane follow identical trends : the maxima of concentrations are reached at the equator, and decrease towards higher latitudes (except for southern mid-latitudes). The seasonal variations of acetylene and ethane abundances are globally negligible. However, in the southern mid-latitudes, the volume mixing ratios of ethane and acetylene increase significantly between the two seasons (by $\sim 107 \pm 25\%$ for ethane and $130 \pm 27\%$ for acetylene).
- At 0.01 hPa, the meridional distribution of hydrocarbons in spring is asymmetric : in the southern hemisphere, the abundances of ethane and acetylene

are lower than in the northern hemisphere. Volume mixing ratios of C_2H_6 and C_2H_2 are maximum around the equator and decreases towards higher latitudes. From 20°N to 79°N and from 20°S to 35°S, ethane and acetylene volume mixing ratios are approximately constant within error bars ($\pm 23\%$ for C_2H_6 , $\pm 40\%$ for C_2H_2). From 20°N to 30°N, winter-time measurements show a local maximum of both hydrocarbons. In spring, this local maximum has disappeared. At the other latitudes, the abundances of both hydrocarbons remain globally constant from northern winter to spring.

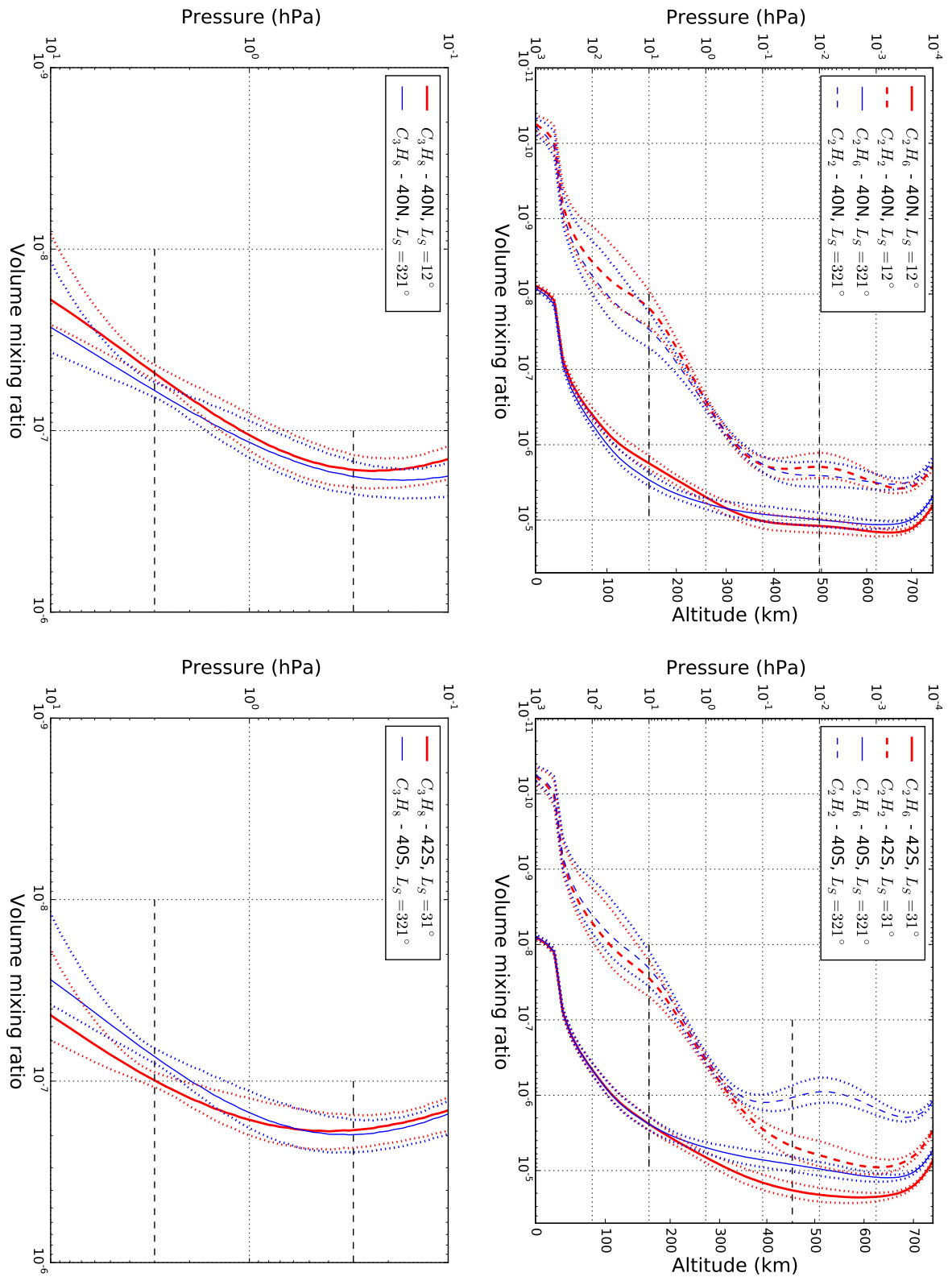
At 1 hPa, hydrocarbons abundances are constant (at $\pm 19\%$ for C_2H_6 , $\pm 18\%$ for C_2H_2 and $\pm 22\%$ for C_3H_8) from winter to spring. At both seasons, the meridional distribution of C_2H_2 differs from the distribution of C_2H_6 and C_3H_8 . At lower pressures, the meridional distribution of C_2H_2 and C_2H_6 , and their seasonal variations are similar.

3.3. Comparison with previous results

[Fletcher et al. \(2010\)](#) and [Sinclair et al. \(2013\)](#) studied the seasonal evolution of temperature (from 2004 to 2009) and hydrocarbon abundances (from 2005 to 2010), using Cassini/CIRS nadir observations. In fig. 10, we compare these results to ours and to those of [Guerlet et al. \(2009\)](#), obtained with Cassini/CIRS limb observations.

Our limb measurements of temperature are in overall good agreement with the nadir results of [Fletcher et al. \(2010\)](#). The meridional distributions of temperature are similar for both seasons. We notice some disagreements around the equator. [Fletcher et al. \(2010\)](#) and [Sinclair et al. \(2013\)](#) showed that these differences can be accounted for by the different sensitivity to the vertical structure of the equatorial oscillation between limb and nadir geometry. In the southern hemisphere, nadir measurements show a cooling from southern summer to autumn. Conversely, at 42°S and 47°S, we measure higher temperatures than [Fletcher et al. \(2010\)](#), and no seasonal temperature evolution from southern summer to autumn. However, the limb measurements in autumn at 70°S, 50°S and 35°S are close to the nadir results. Hence, mid-southern-latitudes may be prone to a local phenomenon such as atmospheric waves, left unresolved by the limb observations of February 2012. These would mean that the limb results for these latitudes might not be fully representative of the seasonal evolution. [Guerlet et al. \(2009\)](#) also find hints for wave activity, as temperature measurements at 5°S and 15°S, vary by 7-15 K at 0.01 hPa between observations separated by one year.

For hydrocarbons abundances, limb results show some disagreements with nadir measurements. Limb measurements of ethane abundance performed during northern winter are similar to nadir measurements at the same



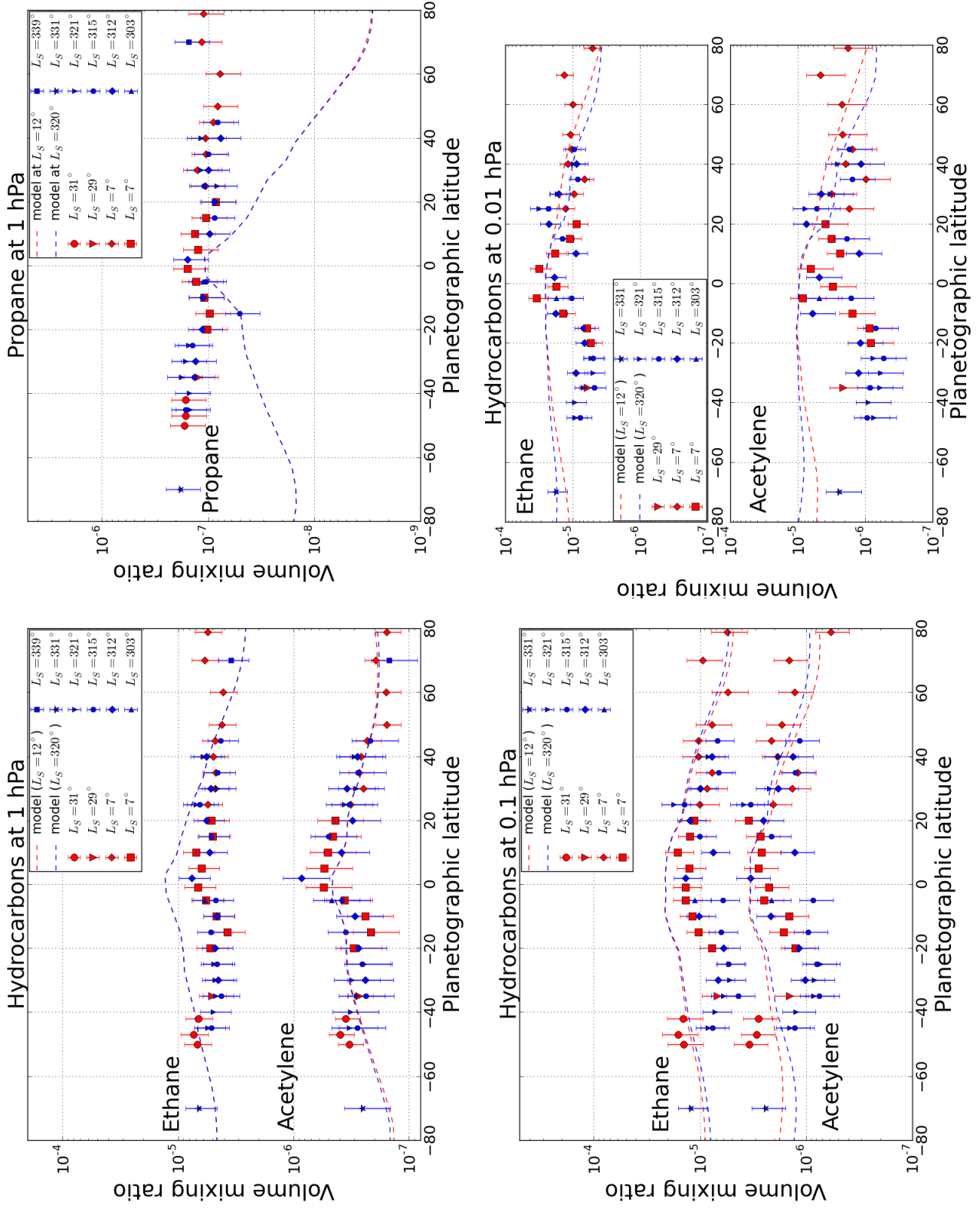


Figure 9: Meridional distribution of the hydrocarbons at 1 hPa, 0.1 hPa and 0.01 hPa. Red points are for the data analysed in this paper, whereas blue points are for the previous data of Guerlet et al. (2009). Dashed lines stand for the abundances predictions of the photochemical model of Moses and Greathouse (2005)

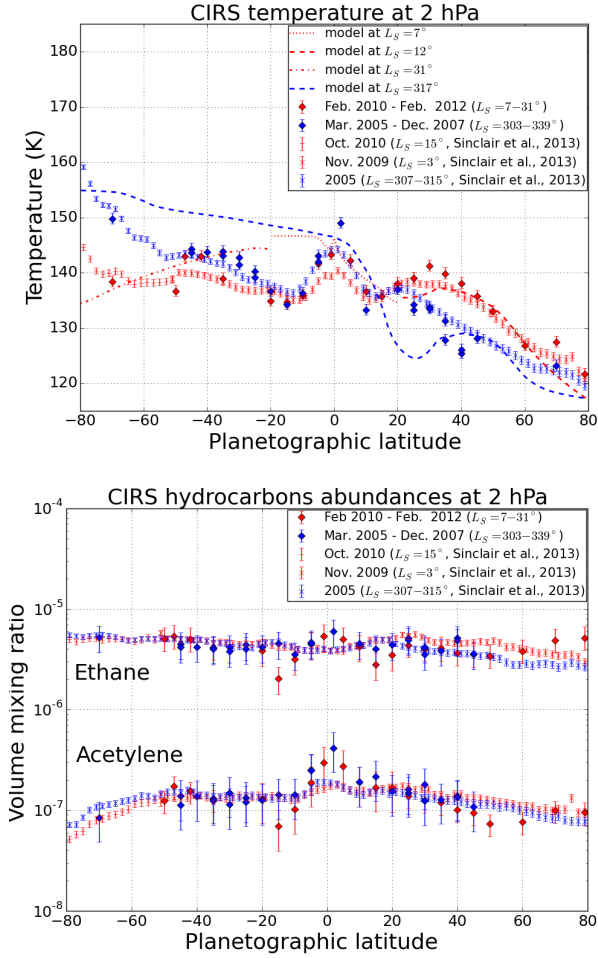


Figure 10: Comparison of our limb measurements (diamonds) to the nadir results (crosses and dashes) obtained by Fletcher et al. (2010) and Sinclair et al. (2013) at 2 hPa. The top panel shows the temperature and the bottom panel presents the C_2H_6 and C_2H_2 abundances. Red points stand for measurements performed during northern spring, and blue points for measurements performed during northern winter. The lines represent the predicted temperatures by the radiative-convective model of Guerlet et al. (2014).

season. By contrast, limb and nadir results for northern spring are different. The same differences between limb and nadir measurements seems to exist for acetylene but the larger error bars make the comparison between the two studies more difficult. Sinclair et al. (2013) noticed a general enrichment in ethane in the northern hemisphere from winter to spring, whereas our results show constant abundances between these two seasons. The authors also measured an abundance increase for ethane and acetylene at 25°N, which does not appear in our limb observations. Nevertheless, the hydrocarbons depletion at 15°S is present in both observations although it is stronger in our results (55% for the limb observations, 17% for the

nadir observations in ethane). Possible calibrations issues have been identified in the nadir datasets acquired in northern spring (L. Fletcher, private communication). Their influence on the retrievals performed by Sinclair et al. (2013) is currently being investigated.

We also compare our results with other observational studies of Saturn's stratosphere. In Sinclair et al. (2014), the authors compared Voyager/IRIS ($L_S = 8^\circ$, 1980) and Cassini/CIRS ($L_S = 3^\circ$ and $L_S = 14^\circ$, 2009 and 2010), both acquired during northern spring. In the Voyager/IRIS observations, they found a local enrichment in acetylene from 15°S to 25°S at 2 hPa, which is not present in their Cassini/CIRS observations. Our measurement of acetylene mixing ratio at 20°S ($L_S = 31^\circ$) at 2 hPa is in agreement with the Cassini/CIRS measurements of Sinclair et al. (2014). Sinclair et al. (2014) explained that this difference between Voyager/IRIS and Cassini/CIRS measurements may be due to a different phase of Saturn's equatorial oscillation between these two observations, resulting in a different dynamical forcing at low-latitudes. This explanation is not consistent with our measurements of the seasonal evolution of hydrocarbons abundances. Indeed, we measure few seasonal variations in ethane and acetylene volume mixing ratios at 2 hPa, while Guerlet et al. (2011) measured an evolution in the phase of Saturn's equatorial oscillation between 2006 and 2010.

Besides, Greathouse et al. (2005) performed IRTF/TEXES observations in 2002 ($L_S = 270^\circ$) and showed that C_2H_6 abundance increases slightly with latitude from equator to south pole at 2 hPa. We measure a similar trend from equator to north pole at 2 hPa (see fig. 10) and at 1 hPa (see fig. 9). In Greathouse et al. (2006), the authors also measured a constant propane abundance from 20°S to 80°S at 5 hPa, while our measurements show that propane at 1 hPa (see fig. 9) and at 5 hPa is homogeneously distributed, with a marginal hint of increasing abundances towards the south pole.

4. Discussion

4.1. Comparison of measured temperatures with the predictions of a radiative-convective model

We use the seasonal radiative-convective model described in Guerlet et al. (2014) to investigate the role of radiative contributions to the seasonal evolution of Saturn's stratospheric thermal structure. This model solves the radiative transfer equations and takes into account vertical and dry convection through parametrizations. Heating and cooling rates are computed including the opacities of CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 and collision-induced absorption by $H_2 - H_2$ and $H_2 - He$. Guerlet et al. (2014) represented the radiative contribution of aerosols using two layers of aerosols, constant in latitude and seasons : an optically thick layer in the upper troposphere populated with

micrometer-size particles, and an optically thin stratospheric layer comprising smaller particles. The effects of Saturn's oblateness and of the shadows of the rings A, B, and C on the incoming solar flux are included in this model. We use the model in two configurations : in 2D starting from an equilibrium state, and in 1D, starting from temperature profiles measured in northern winter by [Guerlet et al. \(2009\)](#).

4.1.1. Comparison of measured temperatures with model predictions

We run our seasonal radiative-convective model in 2D (on $128(\text{latitude}) \times 64(\text{altitude})$ points) during 5 Saturn's years. We start the simulation with a temperature profile obtained from a 1D simulation which reached steady state. We present the predictions of temperature obtained in the last year of this run. Figure 7 presents the comparison between the temperatures predicted by our model with our measurements of the meridional trends of temperature at several pressure levels.

At all pressure levels, for both seasons, the temperatures predicted by the model in the equatorial belt (from 20°N to 20°S) do not match well the observed temperatures. For instance, at 1 hPa, the measured temperatures show sharp variations around the equator in spring : at 1°S , the temperature is $133 \pm_{0.9}^{1.1}$ K and increases by $7 \pm_{0.9}^{1.1}$ K toward 5°S , and by $5 \pm_{0.9}^{1.1}$ K toward 5°N . In the equatorial belt, at 1 hPa, from northern winter to spring, the measured temperatures increase at some latitudes (e.g 15°S , increase of $8 \pm_{0.9}^{1.1}$ K) and decrease at other latitudes (e.g. 5°S , decrease of $9 \pm_{0.9}^{1.1}$ K), whereas our model predicts a weak decrease of temperatures of 1-2 K between 20°S and the equator. These differences between the measured and predicted temperatures are expected, as our radiative-convective model can not reproduce temperatures perturbations induced by the equatorial oscillation, which is suggested to be a purely dynamical effect ([Fouchet et al., 2008](#); [Guerlet et al., 2011](#)).

In the northern hemisphere (from 25°N to 80°N), at 1 hPa and 0.1 hPa, the springtime temperatures predicted by the model are in good agreement with the measured temperatures. At both pressure levels, the difference between observed and measured temperature is inferior to 3 K, from 25°N to 60°N . Towards high northern latitudes, the difference between the measured and predicted temperatures increases and reaches for instance 9 K at 79°N at 0.1 hPa. Hence, the meridional trend of temperature is well reproduced by our seasonal model from 25°N to 60°N at 1 hPa and 0.1 hPa. At high northern latitudes, Saturn's stratosphere is warmer than expected in the radiative-convective model. In the southern hemisphere (from 25°S to 80°S), at 1 hPa and 0.1 hPa, the temperature predictions of the model are close to the measurements (within 4 K), except at 50°S , which measured temperature is lower by 6 K than the

prediction of the model. Consequently, in spring the radiative contributions included in our radiative-convective model (dihydrogen, methane, ethane, acetylene, aerosols) can generally explain the temperatures at 1 hPa and 0.1 hPa. The temperature contrast between the model and the measurements increases towards high northern latitudes. This might be a hint of the formation of a polar warm hood, similar to what has been observed during summer at high southern latitudes ([Orton et al., 2008](#); [Fletcher et al., 2008](#)). As our CIRS limb temperature measurements at 10 hPa and 1 hPa also show that the steep temperature increase towards high southern latitudes disappears, this would support the idea that the appearance of these warm polar regions is seasonal, maybe due to solar absorption by high altitude UV-absorbent polar aerosols, which would enhance the seasonal evolution at the poles ([Fletcher et al., 2008, 2015](#)).

In northern winter, at 1 hPa and 0.1 hPa, temperature predictions of our radiative convective model are globally in disagreement with the measurements. Under the shadows of the rings, at 25°N , at 1 hPa, the atmosphere is warmer by 12 K than predicted, whereas temperatures measured at northern mid-latitudes are in good agreement (within 2 K) with the model predictions. This strengthens the idea that the perturbation of temperature under the rings is linked to the insolation perturbation induced by the rings shadow ([Fouchet et al., 2008](#); [Guerlet et al., 2009](#)). The general circulation model presented by [Friedson and Moses \(2012\)](#) predicts that wintertime subsidence occurring at 25°N would be reinforced by the ring shadowing, and that it would counteract the temperature decrease expected radiatively with such a strong insolation variation. However, in the northern hemisphere, at 0.1 hPa, measured wintertime temperatures are significantly higher than the predicted temperatures (by at least 6 K) at all latitudes (and not only those under the rings shadow) during northern winter. At 1 hPa and 0.1 hPa, southern latitudes exhibit summertime temperatures colder than predicted by at least 6 K. These differences show that, contrary to spring, radiative contributions included in the model are not sufficient to explain the temperatures in winter. It also suggests that the influence of dynamics during northern winter would be stronger than during spring. Since the temperature predictions for northern winter mismatch the observed temperatures, the model can not reproduce the measured seasonal evolution at 1 hPa and 0.1 hPa.

At 10 hPa and 0.01 hPa, predicted temperatures differ from measured temperatures for northern winter and spring. At 10 hPa, the meridional distribution of predicted temperatures is in overall agreement with the observations in both hemispheres for both seasons, although the predicted temperatures are lower than the measured temperatures. From 25°N to 79°N , at 10 hPa, our radiative convective model predicts a weak seasonal

contrast ($\lesssim 3$ K) consistent with our Cassini/CIRS limb measurements. In the southern hemisphere, the model predicts that the seasonal contrast between southern summer and autumn increases from mid to high latitudes, whereas our measurements exhibit no seasonal contrast at mid-latitudes, then the same seasonal contrast (8 K) as the model at 70°S . At 0.01 hPa, the observed temperatures are always higher than the predicted temperature. The model predicts large seasonal variations (up to 30 K), not consistent with the constant temperature shown by the measurements. This suggests the existence of an additional heat source, active in both seasons, which effect would be stronger than the radiative contributions of atmospheric minor constituents.

4.1.2. Study of the thermal seasonal evolution

We perform additional simulations to study in further details the thermal seasonal evolution predicted by the model, and to compare it with the observations. We use our radiative-convective model in 1D (on 64 pressure levels), for several case studies at distinct latitudes. For each latitude, we initialize the simulation with the temperature profile retrieved during northern winter by Guerlet et al. (2009), then we run the model until the next spring (i.e the date of the observations presented in this study). Figure 11 presents the final temperature profiles obtained with these 1D simulations at 25°N and 42°S , which are representative examples of the results obtained for each hemisphere. They are compared to the temperature profiles from the previous 2D simulation and to the measured temperature profiles in spring.

At 25°N , this 1D simulation yields a better agreement with the springtime measured temperatures below the 1-hPa pressure level than the 2D simulation of the previous section. For instance, at 10 hPa, the temperature predicted by the 1D simulation is the same as the retrieved temperature in spring, whereas the 2D simulation prediction is 4 K colder. From 1 hPa to 0.1 hPa, both simulations show results consistent with the measured temperature profile (within 2 K). Above the 0.1-hPa pressure level, whereas both simulations predicts similar nearly isothermal profiles, the measured temperature increases with altitude. At 0.01 hPa, the 1D and 2D simulations predict similar temperatures (in agreement with the low thermal inertia at this pressure level), both 7-8 K colder than the observed temperatures.

At 47°S , the results of the two simulations are very similar (within 2 K), with a slightly better agreement between the 1D simulation predictions and the observations below the 3-hPa pressure level. From 1 hPa to 0.1 hPa, both simulations predict a slight cooling from southern summer to autumn, whereas our measurements do not show any seasonal temperature variations. At 0.1 hPa, in southern autumn, both simulations predict temperatures

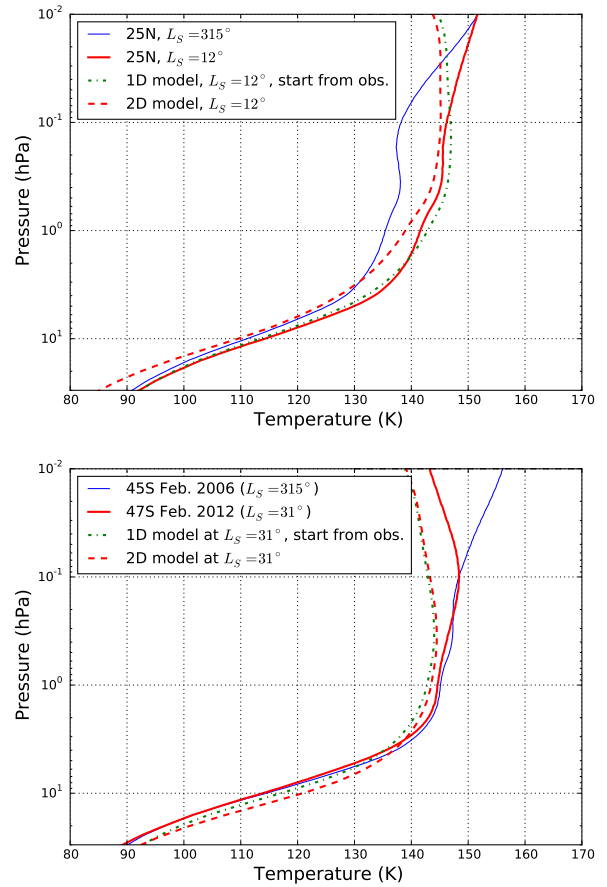


Figure 11: 1D simulations of radiative seasonal evolution. Blue thin solid lines are the measured temperature profiles during winter, used as initial conditions. Red thick solid lines are the measured temperature profiles in spring. Green dot-dashed lines are the temperature profiles obtained in spring, when our radiative model (Guerlet et al., 2014) starts from the observed temperatures. Red dashed lines are temperature profiles predicted by the 2D run for northern spring. Those profiles are shown within the sensitivity limits in pressure of our limb measurements.

of 143 K, whereas a temperature of $147 \pm_{2.0}^{1.5}$ K is measured.

We conclude that the disagreement shown in fig. 7 between the measurements and the 2D simulations at 10 hPa in northern spring, is mainly due to the fact that the model do not reproduce well temperatures in northern winter, and to the longer radiative timescale at this pressure level than at higher pressure levels. That is why 1 D simulations predict better the temperatures up to the 0.1-hPa pressure level. Hence, in the lower stratosphere, the seasonal evolution measured with our Cassini/CIRS limb observations can be accounted for by the radiative contributions of CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 and aerosols.

In the upper stratosphere, above the 0.1-hPa pressure level, even if the 1D simulations are initialized with the temperatures observed before vernal equinox, the measured temperatures are still not reproduced by the model. The model even predicts a cooling at 25°N for pressures inferior at 0.02 hPa, while we observe a heating. This strengthens our conclusion that an additional heat source prevails over the radiative seasonal contributions. We use the 1D simulations presented above to estimate the heating rate of this additional heat source. We find that this heat source must have a heating rate between 0.004 K/day and 0.008 K/day (depending on latitude). It seems unlikely that this would be the effect of the gases neglected in the model. Indeed, [Guerlet et al. \(2014\)](#) showed that radiative contributions of these gases (propane, methylacetylene, diacetylene and CH₃D) could lower the predicted temperatures by 1-2K, which is equivalent to errors on temperature retrievals. It may be due to an additional layer of high stratospheric aerosols, but we lack of observational constraints to model it. Preliminary results from Cassini/UVIS observations seems to indicate that some heat of the thermosphere may diffuse downwards into the upper stratosphere, via molecular heat conduction (D. Strobelle, private communication), but the estimation of this heat flux suffers from large uncertainties. Dynamical processes may also be at play. Heating by adiabatic subsidence is unlikely, as it would have to occur at all latitudes. Gravity waves breaking may bring the extra energy needed, as suggested by [Yelle et al. \(1996\)](#) for Jupiter's upper atmosphere. These waves can be triggered by jet instability, or convection, and propagate horizontally and vertically. Their amplitude grows as density decreases. When temperature gradient of the wave reaches the adiabatic lapse rate, convective instability appears. [Harrington et al. \(2010\)](#) probe Saturn's upper stratosphere by stellar occultation, between 0.06 hPa and 0.001 hPa. Their measurements of the vertical gradient of temperature show features which they attribute to gravity waves breaking. [Harrington et al. \(2010\)](#) fit their retrieved temperature profile with a gravity wave model and obtain several plausible gravity wave detections. We use the characteristics of their detected waves (period, vertical wavelength, and temperature amplitude) to compute the energy flux those waves transport, using the formula derived by [French and Gierasch \(1974\)](#) and the correction brought by [Matcheva and Strobel \(1999\)](#) :

$$F = \frac{\omega}{\mu} \frac{\rho_0 c_p (\Delta T_1)^2}{T_0} \frac{1 - \frac{\omega^2}{N^2}}{1 + \frac{1}{\mu^2 H^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\omega^2}{N^2} \right)^2} \quad (1)$$

a function of thermodynamic parameters (with γ the adiabatic coefficient, c_p the specific heat at constant pressure), local atmospheric parameters (ρ_0 the density, T_0 the background temperature, N the Brunt-Väisälä frequency, H the scale height), and wave characteristics (μ the verti-

cal wavenumber, ω the pulsation, ΔT_1 the temperature amplitude). Equation 1 describes the vertical energy flux transported by hydrostatic gravity waves in a compressible atmosphere. We assume that the vertical direction is the dominant direction of propagation because when there is wave breaking, the atmosphere becomes locally buoyantly unstable and generates vertical mixing. Vertical scales (vertical wavelength and pressure scale height) are also much smaller than the horizontal scale. The heating rate produced by the breaking of these waves is approximately:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dF}{dz} \frac{1}{\rho c_p} \sim \frac{F}{H} \frac{1}{\rho c_p} \quad (2)$$

Using these formulas and the characteristics of the waves detected by [Harrington et al. \(2010\)](#), we find that the breaking of such waves at 0.01 hPa can produce a heating rate at least 0.002 K/day and up to 0.13 K/day. Hence, gravity wave breaking could bring the additional energy needed to explain the observed temperatures at 0.01 hPa. The large range of heating rates found is explained by the diversity of the characteristics of waves detected by [Harrington et al. \(2010\)](#). Indeed, their thermal amplitudes vary between 0.26 K and 1 K, their vertical wavelengths from 6.5 km to 40 km, and their periods from 13.3 minutes to 125.7 minutes. Thus, further characterization of gravity waves in Saturn's atmosphere is highly needed to estimate more accurately the energy transported and deposited by these waves in the upper stratosphere. Besides, breaking has to occur at 0.01 hPa, whereas the model of [Matcheva and Barrow \(2012\)](#) predicts that the region of wave dissipation is $[10^{-5}; 10^{-8}]$ hPa for a large range of gravity waves parameters. The vertical shear of zonal winds would maybe help to trigger gravity waves breaking as low as 0.01 hPa, but this shear in the upper stratosphere is yet to be measured.

4.2. Comparison of measured hydrocarbons abundances with a photochemical model

In fig. 9, the retrieved abundances of the hydrocarbons are compared with the predictions of the photochemical model of [Moses and Greathouse \(2005\)](#). It is a 1D seasonal model which takes into account vertical eddy and molecular diffusion and rings shadowing, but does not include any horizontal redistribution of hydrocarbon species.

At 1 hPa, our observations of ethane, acetylene and propane exhibit little seasonal variations in abundance as predicted by the photochemical model. Indeed, at this pressure level, their photochemical timescales are superior to one Saturn's year, thus the abundances of these species are not expected to follow the seasonal variations of insolation. However, at 1 hPa, the model of

Moses and Greathouse (2005) also predicts that hydrocarbons abundances are mainly controlled by the yearly averaged insolation, so that the hydrocarbons abundances decrease from equator to poles. Our measurements and those of Guerlet et al. (2009) show that ethane and propane do not follow this predicted meridional trend, and are homogeneously distributed in latitudes, whereas the meridional distribution of acetylene abundance is well reproduced by the model. This supports the idea of a meridional circulation (proposed by Howett et al. (2007); Hesman et al. (2009); Guerlet et al. (2009)) transporting the hydrocarbons on a timescale longer than the acetylene photochemical loss timescale (3 years, Moses and Greathouse (2005)), but shorter than ethane (634 years, Moses and Greathouse (2005)), and propane net photochemical time constants (difference between photochemical loss and production timescales). Assuming that the timescale of this meridional circulation is the photochemical net timescale of ethane, the meridional mixing coefficient at 1 hPa would be $K_{yy} = 4.5 \times 10^9 \text{ cm}^2/\text{s}$, which is lower than the meridional mixing coefficient of Jupiter ($K_{yy} = 2 - 5 \times 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$, Moreno et al. (2003); Griffith et al. (2004)) in the 0.5-1 hPa region. Even if the predicted meridional distribution of ethane mismatch the observations, its measured abundances are of the same order of magnitude as the predicted abundances. Conversely, measured propane mixing ratios are significantly higher than the predictions (e.g by a factor ~ 33 at 79°N), implying that some reactions producing propane may be missing in the model, or that the kinetics of the loss and production reactions of propane may not be fully understood.

At 0.1 hPa and 0.01 hPa, the measured abundances of ethane and acetylene exhibit few seasonal variations. The measured meridional distribution of these hydrocarbons is asymmetric at 0.1 hPa and 0.01 hPa (with lower abundances in the southern hemisphere than in the northern hemisphere). The predicted abundances of ethane and acetylene are close within error bars to the measurements in the northern hemisphere, but significantly lower in the southern hemisphere (e.g by a factor 3.3 at 35°S at 0.01 hPa) for both seasons. At 0.01 hPa, the measured trends are even opposite to the trends predicted by photochemical modelling, as the model outputs show a decrease from southern to northern hemisphere. Guerlet et al. (2009) noticed this asymmetry in their limb measurements of C_2H_6 and C_2H_2 (northern winter) and interpreted it as an effect of a strong meridional circulation from the summer to the winter hemisphere. Hence, one would expect that the hydrocarbons meridional distributions would change at the next season, which is not what our observations show. However, Moses and Greathouse (2005) showed that the combination of the vertical diffusion timescale and the photochemical lifetimes can introduce phase lag in the seasonal mixing ratios variations. Thus, the meridional circulation proposed by

Guerlet et al. (2009) may have stopped in spring, even if it is not yet reflected by the hydrocarbons meridional trends.

In section 3, we present a local maximum in acetylene and ethane abundances around 25°N , at 0.01 hPa, observed in northern winter, which has disappeared in spring. Fig. 9 shows that the photochemical model predicts the opposite behaviour in spring, i.e an enrichment in hydrocarbons at this latitude. The local wintertime maximum at 25°N is interpreted as an evidence for local subsidence under the shadows of the rings (Guerlet et al., 2009), related to a seasonally reversing Hadley cell (Friedson and Moses, 2012). We propose that this seasonal subsidence has stopped in spring, and that the local maximum has spread under the effect of vertical diffusion. Indeed, the typical timescale for vertical diffusion is 0.6 years at 0.01 hPa (Moses and Greathouse, 2005), while our observations and those of Guerlet et al. (2009) are separated by ~ 5 years.

5. Conclusion

We present temperature and hydrocarbons abundances (C_2H_6 , C_2H_2 , C_3H_8) retrieved from Cassini/CIRS limb observations performed during northern spring. We have compared them to the previous limb measurements performed by Guerlet et al. (2009) during northern winter. These observations allow us to monitor the seasonal evolution of Saturn's thermal stratospheric structure in both hemispheres. We find a puzzling asymmetric evolution of temperatures in the two hemispheres. In the northern hemisphere (from 25°N to 80°N), the seasonal thermal contrast is maximal around 1 hPa and decreases towards lower pressures. The southern hemisphere exhibits several trends of seasonal evolution. The temperature is approximately constant from southern summer to autumn at mid-latitudes from 10 hPa to 0.1 hPa. At lower pressures, southern mid-latitudes cools strongly. At 70°S , the seasonal evolution is different as the stratosphere has cooled by 12 K at every probed pressure levels ($[10;0.01]$ hPa). However, the comparison of our limb measurements of temperature with the nadir results for temperatures of Fletcher et al. (2010) in southern autumn, shows a disagreement at the southern mid-latitudes (42°S and 47°S) at 2 hPa, which indicates that these latitudes may be prone to a local phenomenon (e.g thermal signature of atmospheric waves), unresolved by our limb observations of February 2012. Consequently, the temperature variations measured at these latitudes may not be representative of the seasonal evolution of the southern hemisphere. Besides, we compare our Cassini/CIRS limb measurements and those of Guerlet et al. (2009) with our radiative-convective model (Guerlet et al., 2014). In the lower stratosphere (from 10 hPa to 0.1 hPa), temperatures in northern spring are well reproduced by this model, indicating that they can be

accounted for by radiative contributions of H_2 collisions induced emission, methane, ethane, acetylene and aerosols. Conversely, measured upper stratospheric temperatures (at both seasons) are significantly higher than in the model predictions, implying that other processes are at play at this altitude. We show that gravity waves breaking may bring enough heat to get these temperatures at 0.01 hPa, but further observational characterization of these waves are needed, as the energy they transport is strongly dependent of their characteristics (vertical wavelength, period...). The temperatures predicted by the radiative convective model during northern winter mismatch the measured temperature at all pressure levels. This could mean that interhemispheric atmospheric circulation is stronger in winter than in spring.

We also investigate the seasonal evolution of by-products of methane photochemistry : ethane, acetylene and propane. Our measurements show that the abundances of these hydrocarbons do not exhibit any seasonal variations at 1 hPa, consistently with their photochemical timescales, largely superior to Saturn's year at this pressure level. The comparison of the meridional distributions of these three hydrocarbons at 1 hPa with the photochemical model of [Moses and Greathouse \(2005\)](#) suggests the existence of a meridional circulation in the lower stratosphere, which can explain the homogeneous meridional distribution of ethane and propane. This meridional circulation would occur on a timescale between 190 years and 634 years, which are the respective photochemical net time constants of acetylene and ethane. In the upper stratosphere, at 0.01 hPa, the local hydrocarbons enhancement around $25^\circ N$, attributed to wintertime subsidence under the rings shadow has disappeared in spring. This could be accounted for by a seasonal evolution in atmospheric circulation : the subsidence at $25^\circ N$ would have stopped in spring and the local maximum in hydrocarbons abundances would have been spread by vertical diffusion.

Subtle coupling between radiative effects, photochemistry and dynamics are at play in Saturn's stratosphere. Further investigations with a GCM (Global Climate Model) should help to understand how the seasonal insolation variations affects the atmospheric circulation. As the Cassini mission is extended until 2017 (northern summer solstice), next limb and nadir observations of the stratosphere will allow us to monitor its seasonal evolution. Further temperature measurements will bring new constraints on the seasonal thermal evolution of the southern hemisphere. As the rings shadow extends on the southern hemisphere, it will be possible to compare its impact on hydrocarbons abundances and temperatures, and their seasonal evolution with those of the northern hemisphere during winter, to disentangle local phenomena and global seasonal variations.

Acknowledgements

M. Sylvestre, A. Spiga and T. Fouchet acknowledge funding by the Émergence Program of UPMC. S. Guerlet acknowledges funding by the French ANR under grant agreement ANR-12-PDOC-0013. Part of this work was also funded by the Institut Universitaire de France. We also thank D. Strobel for his suggestions about the heating processes of the upper stratosphere, the Cassini/CIRS team for their calibration and planning of the data, and the reviewers for their constructive comments on this paper.

References

- Bézar, B., Gautier, D., Feb. 1985. A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the Voyager encounter time. I - Saturn's stratosphere. *Icarus* 61, 296–310.
- Borysow, A., Frommhold, L., May 1986. Theoretical collision-induced rototranslational absorption spectra for the outer planets - H_2 - CH_4 pairs. *ApJ* 304, 849–865.
- Borysow, J., Frommhold, L., Birnbaum, G., Mar. 1988. Collision-induced rototranslational absorption spectra of H_2 -He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *ApJ* 326, 509–515.
- Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., Birnbaum, G., Sep. 1985. Modeling of pressure-induced far-infrared absorption spectra Molecular hydrogen pairs. *ApJ* 296, 644–654.
- Carlson, B. E., Caldwell, J., Cess, R. D., Aug. 1980. A model of Saturn's seasonal stratosphere at the time of the Voyager encounters. *Journal of Atmospheric Sciences* 37, 1883–1885.
- Conor A. Nixon, Monte S. Kaelberer, N. G., Team, T. C. I., 2012. Cirs user guide. Tech. rep., NASA GSFC.
URL http://pds-atmospheres.mmsu.edu/data_and_services/atmospheres_data/Cassini/cirs.html
- Conrath, B. J., Gautier, D., Mar. 2000. Saturn Helium Abundance: A Reanalysis of Voyager Measurements. *Icarus* 144, 124–134.
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Bézar, B., Hanel, R., Dec. 1984. The composition of Saturn's atmosphere at northern temperate latitudes from Voyager IRIS spectra - NH_3 , PH_3 , C_2H_2 , C_2H_6 , CH_3D , CH_4 , and the Saturnian D/H isotopic ratio. *ApJ* 287, 899–916.
- Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Pearl, J. C., Bjoraker, G. L., Jennings, D. E., Romani, P. N., Simon-Miller, A. A., Kunde, V. G., Nixon, C. A., Bézar, B., Orton, G. S., Spilker, L. J., Spencer, J. R., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Owen, T. C., Brasunas, J., Segura, M. E., Carlson, R. C., Mamoutkine, A., Gierasch, P. J., Schinder, P. J., Showalter, M. R., Ferrari, C., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Fouchet, T., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Strobel, D. F., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Bowles, N., Samuelson, R. E., Abbas, M. M., Raulin, F., Ade, P., Edgington, S., Piorz, S., Wallis, B., Wishnow, E. H., Feb. 2005. Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System. *Science* 307, 1247–1251.
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Abbas, M. M., Achterberg, R. K., Ade, P., Barucci, A., Bézar, B., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Calcutt, S., Carlson, R., Césarsky, C. J., Conrath, B. J., Coradini, A., Courtin, R., Coustenis, A., Edberg, S., Edgington, S., Ferrari, C., Fouchet, T., Gautier, D., Gierasch, P. J., Grossman, K., Irwin, P., Jennings, D. E., Lellouch, E., Mamoutkine, A. A., Marten, A., Meyer, J. P., Nixon, C. A., Orton, G. S., Owen, T. C., Pearl, J. C., Prangé, R., Raulin, F., Read, P. L., Romani, P. N., Samuelson, R. E., Segura, M. E., Showalter, M. R., Simon-Miller, A. A., Smith, M. D., Spencer, J. R., Spilker, L. J., Taylor, F. W., Dec. 2004. Exploring The Saturn System In The Thermal Infrared: The Composite Infrared Spectrometer. *Space Sci. Rev.* 115, 169–297.
- Flasar, F. M., Schinder, P. J., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Cassini/CIRS Investigation Team, Cassini/RSS Team, Sep. 2008. On Combining Thermal-infrared And Radio-occultation Data Of

- Saturn's And Titan's Atmospheres. In: AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #40. Vol. 40 of Bulletin of the American Astronomical Society. p. 495.
- Fletcher, L. N., Achterberg, R. K., Greathouse, T. K., Orton, G. S., Conrath, B. J., Simon-Miller, A. A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P. G. J., Flasar, F. M., Jul. 2010. Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004-2009. *Icarus*208, 337-352.
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Achterberg, R. K., Irwin, P. G. J., Bjoraker, G., Goriuss, N., Hurley, J., Sinclair, J., Orton, G. S., Legarreta, J., García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., Flasar, F. M., Nov. 2012. The origin and evolution of Saturn's 2011-2012 stratospheric vortex. *Icarus*221, 560-586.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Bjoraker, G. L., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., Howett, C., de Kok, R., Bowles, N., Calcutt, S. B., Hesman, B., Flasar, F. M., Jan. 2008. Temperature and Composition of Saturn's Polar Hot Spots and Hexagon. *Science* 319, 79-.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Sinclair, J. A., Orton, G. S., Giles, R. S., Hurley, J., Goriuss, N., Achterberg, R. K., Hesman, B. E., Bjoraker, G. L., Apr. 2015. Seasonal evolution of Saturn's polar temperatures and composition. *Icarus*250, 131-153.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Orton, G. S., Parrish, P. D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S. B., Bowles, N., Taylor, F. W., Aug. 2007. Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus*189, 457-478.
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., Simon-Miller, A. A., Bézard, B., Flasar, F. M., May 2008. An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature*453, 200-202.
- French, R. G., Gierasch, P. J., Sep. 1974. Waves in the Jovian Upper Atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences* 31, 1707-1712.
- Friedson, A. J., Moses, J. I., Apr. 2012. General circulation and transport in Saturn's upper troposphere and stratosphere. *Icarus*218, 861-875.
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Griffith, C. A., Richter, M. J., Sep. 2005. Meridional variations of temperature, C₂H₂ and C₂H₆ abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus*177, 18-31.
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Richter, M. J., Knez, C., Mar. 2006. The first detection of propane on Saturn. *Icarus*181, 266-271.
- Griffith, C. A., Bézard, B., Greathouse, T., Lellouch, E., Lacy, J., Kelly, D., Richter, M. J., Jul. 2004. Meridional transport of HCN from SL9 impacts on Jupiter. *Icarus*170, 58-69.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Flasar, F. M., Simon-Miller, A. A., May 2011. Evolution of the equatorial oscillation in Saturn's stratosphere between 2005 and 2010 from Cassini/CIRS limb data analysis. *Geophys. Res. Lett.*38, 9201.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A. A., Michael Flasar, F., Sep. 2009. Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb observations. *Icarus*203, 214-232.
- Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., Indurain, M., Fouchet, T., Leconte, J., Millour, E., Wordsworth, R., Capderou, M., Bézard, B., Forget, F., Aug. 2014. Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part I: Evaluation of the radiative transfer model. *Icarus*238, 110-124.
- Hanel, R., Conrath, B., Flasar, F. M., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J. C., Pirraglia, J., Samuelson, R., Herath, L., Allison, M., Cruikshank, D. P., Gautier, D., Gierasch, P. J., Horn, L., Koppany, R., Ponnampertuma, C., Apr. 1981. Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1. *Science* 212, 192-200.
- Harrington, J., French, R. G., Matcheva, K., Jun. 2010. The 1998 November 14 Occultation of GSC 0622-00345 by Saturn. II. Stratospheric Thermal Profile, Power Spectrum, and Gravity Waves. *ApJ*716, 404-416.
- Hesman, B. E., Jennings, D. E., Sada, P. V., Bjoraker, G. L., Achterberg, R. K., Simon-Miller, A. A., Anderson, C. M., Boyle, R. J., Nixon, C. A., Fletcher, L. N., McCabe, G. H., Jul. 2009. Saturn's latitudinal C₂H₂ and C₂H₆ abundance profiles from Cassini/CIRS and ground-based observations. *Icarus*202, 249-259.
- Howett, C. J. A., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Simon-Miller, A., Calcutt, S. B., Fletcher, L. N., de Kok, R., Oct. 2007. Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in the southern hemisphere of the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements. *Icarus*190, 556-572.
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., Crépeau, L., Armande, R., Capelle, V., Orphal, J., Coustenis, A., Boonne, C., Poulet-Crovisier, N., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Chance, K., Christidis, N., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V., Daumont, L., De Backer-Barilly, M. R., Di Lonardo, G., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Hurley, M. D., Jacquemart, D., Kleiner, I., Köpke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Pinnock, S., Régalia-Jarlot, L., Rinsland, C. P., Rublev, A., Schreier, F., Schult, L., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., Wagner, G., Apr. 2008. The GEISA spectroscopic database: Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*109, 1043-1059.
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., Garceran, K., Armande, R., Chursin, A. A., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V., Daumont, L., Debacker-Barilly, M. R., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Jacquemart, D., Köpke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Régalia-Jarlot, L., Rublev, A., Schreier, F., Schult, I., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., Wagner, G., Nov. 2005. The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*95, 429-467.
- Lellouch, E., Bézard, B., Fouchet, T., Feuchtgruber, H., Encrenaz, T., de Graauw, T., May 2001. The deuterium abundance in Jupiter and Saturn from ISO-SWS observations. *A&A*370, 610-622.
- Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., Eshleman, V. R., Jun. 1985. The atmosphere of Saturn - an analysis of the Voyager radio occultation measurements. *AJ*90, 1136-1146.
- Matcheva, K. I., Barrow, D. J., Nov. 2012. Small-scale variability in Saturn's lower ionosphere. *Icarus*221, 525-543.
- Matcheva, K. I., Strobel, D. F., Aug. 1999. Heating of Jupiter's Thermosphere by Dissipation of Gravity Waves Due to Molecular Viscosity and Heat Conduction. *Icarus*140, 328-340.
- Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., Biraud, Y., Aug. 2003. Long-term evolution of CO, CS and HCN in Jupiter after the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. *Planet. Space Sci.*51, 591-611.
- Moses, J., Vervack, Jr., R. J., Sep. 2006. Saturn's Upper Atmospheric Structure: Forward Modeling and Comparison with a Reanalysis of the Voyager UVS Occultation Data. In: AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38. Vol. 38 of Bulletin of the American Astronomical Society. p. 500.
- Moses, J. I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G. R., Feuchtgruber, H., Allen, M., Feb. 2000. Photochemistry of Saturn's Atmosphere. I. Hydrocarbon Chemistry and Comparisons with ISO Observations. *Icarus*143, 244-298.
- Moses, J. I., Greathouse, T. K., Sep. 2005. Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn: Comparison with infrared data from IRTF/TEXES. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 110, 9007.
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Feb. 2005. Saturn's Temperature Field from High-Resolution Middle-Infrared Imaging. *Science* 307, 696-698.
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., Friedson, A. J., Parrish, P. D., Nelson, J. F., Bauermeister, A. S., Fletcher, L., Gezari, D. Y., Varosi, F., Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Baines, K. H., Hora, J. L., Ressler, M. E., Fujiyoshi, T., Fuse, T., Hagopian, H., Martin, T. Z., Bergstralh, J. T., Howett, C., Hoffmann, W. F., Deutsch, L. K., van Cleve, J. E., Noe, E., Adams, J. D., Kassiss, M., Tollestrup, E., May 2008. Semi-annual

- oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures. *Nature* 453, 196–199.
- Rodgers, C. D., 2000. Inverse Methods for Atmospheric Sounding - Theory and Practice. Inverse Methods for Atmospheric Sounding - Theory and Practice. Series: Series on Atmospheric Oceanic and Planetary Physics, ISBN: 9789812813718. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Edited by Clive D. Rodgers, vol. 2 2.
- Sánchez-Lavega, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Delcroix, M., Legarreta, J. J., Gómez-Forrellad, J. M., Hueso, R., García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Barrado-Navascués, D., Lillo, J., International Outer Planet Watch Team IOPW-PVOL, Aug. 2012. Ground-based observations of the long-term evolution and death of Saturn's 2010 Great White Spot. *Icarus* 220, 561–576.
- Sinclair, J. A., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Greathouse, T., Guerlet, S., Hurley, J., Merlet, C., May 2014. From Voyager-IRIS to Cassini-CIRS: Interannual variability in Saturn's stratosphere? *Icarus* 233, 281–292.
- Sinclair, J. A., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Moses, J. I., Greathouse, T. K., Friedson, A. J., Hesman, B., Hurley, J., Merlet, C., Jul. 2013. Seasonal variations of temperature, acetylene and ethane in Saturn's atmosphere from 2005 to 2010, as observed by Cassini-CIRS. *Icarus* 225, 257–271.
- Yelle, R. V., Young, L. A., Vervack, R. J., Young, R., Pfister, L., Sandel, B. R., 1996. Structure of Jupiter's upper atmosphere: Predictions for Galileo. *J. Geophys. Res.* 101, 2149–2162.

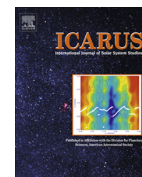
Article *Icarus* : Modélisation globale de
l'atmosphère de Saturne. Partie I :
Évaluation du modèle de transfert radiatif

Article publié dans la revue *Icarus* le 22 mai 2014



Contents lists available at ScienceDirect

Icarus

journal homepage: www.elsevier.com/locate/icarus

Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part I: Evaluation of the radiative transfer model



S. Guerlet^{a,b,*}, A. Spiga^{a,b}, M. Sylvestre^{a,b,d}, M. Indurain^{a,b}, T. Fouchet^{c,d}, J. Leconte^{f,a,b}, E. Millour^{a,b}, R. Wordsworth^e, M. Capderou^{a,b}, B. Bézard^d, F. Forget^{a,b}

^a Sorbonne Universités, UPMC Paris 06, UMR 8539, LMD, F-75005 Paris, France

^b CNRS, LMD, IPSL, UMR 8539, 4 Place Jussieu, F-75005 Paris, France

^c Sorbonne Universités, UPMC Paris 06, UMR 8109, LESIA, F-75005 Paris, France

^d LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

^e University of Chicago, Department of Geological Sciences, 60622 Chicago, USA

^f Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, 60 St. George St., Toronto M5S 3H8, Canada

ARTICLE INFO

Article history:

Received 25 February 2014

Revised 7 May 2014

Accepted 12 May 2014

Available online 22 May 2014

Keywords:

Saturn, atmosphere

Radiative transfer

Atmospheres, structure

ABSTRACT

We have developed and optimized a seasonal, radiative–convective model of Saturn's upper troposphere and stratosphere. It is used to investigate Saturn's radiatively-forced thermal structure between 3 and 10^{-6} bar, and is intended to be included in a Saturn global climate model (GCM), currently under development. The main elements of the radiative transfer model are detailed as well as the sensitivity to spectroscopic parameters, hydrocarbon abundances, aerosol properties, oblateness, and ring shadowing effects. The vertical temperature structure and meridional seasonal contrasts obtained by the model are then compared to Cassini/CIRS observations. Several significant model–observation mismatches reveal that Saturn's atmosphere departs from radiative equilibrium. For instance, we find that the modeled temperature profile is close to isothermal above the 2-mbar level, while the temperature retrieved from ground-based or Cassini/CIRS data continues to increase with altitude. Also, no local temperature minimum associated to the ring shadowing is observed in the data, while the model predicts stratospheric temperatures 10 K to 20 K cooler than in the absence of rings at winter tropical latitudes. These anomalies are strong evidence that processes other than radiative heating and cooling control Saturn's stratospheric thermal structure. Finally, the model is used to study the warm stratospheric anomaly triggered after the 2010 Great White Spot. Comparison with recent Cassini/CIRS observations suggests that the rapid cooling phase of this warm “beacon” in May–June 2011 can be explained by radiative processes alone. Observations on a longer timeline are needed to better characterize and understand its long-term evolution.

© 2014 Elsevier Inc. All rights reserved.

1. Introduction

Saturn's upper tropospheric and stratospheric thermal structure is governed by radiative and dynamical processes, both controlled by seasonal variations in insolation over the course of Saturn's 29.5 year orbit. Radiative cooling occurs primarily through thermal emission of hydrocarbons (mainly methane, ethane and acetylene) along with collision-induced absorption (CIA) by H_2 – H_2 and H_2 –He in the thermal infrared. Radiative heating mainly results from absorption of visible and near-infrared solar photons by methane and aerosols. Seasonal and orbital variations in insolation have a

direct effect on the net heating rates, through variations in solar energy deposition, as well as an indirect effect due to the modulation of photochemical activity, impacting hydrocarbon and aerosol abundances (and hence the associated radiative cooling/heating rates). Furthermore, aerosols and hydrocarbons can be transported by Saturn's large-scale circulation, which in turn impacts the radiative budget and the temperature fields.

Over the last decade, ground-based and space-based spectroscopic infrared mapping of Saturn's atmospheric thermal structure and composition have been obtained with unprecedented details. In particular, the Composite Infrared Spectrometer (CIRS) instrument onboard Cassini has been acquiring data for 8 years (2004–2013), long enough to monitor seasonal variations in temperature and composition (Fletcher et al., 2010; Sinclair et al., 2013).

* Corresponding author at: CNRS, LMD, IPSL, UMR 8539, 4 Place Jussieu, F-75005, Paris, France.

E-mail address: sandrine.guerlet@lmd.jussieu.fr (S. Guerlet).

These observations reveal that Saturn's lower stratosphere exhibit large temperature contrasts with latitude and season. For instance, in 2005 (solar longitude $L_s = 300^\circ$), a pole-to-pole temperature contrast of 40 K was measured at the 1-mbar level between the southern (summer) and northern (winter) hemispheres (Fletcher et al., 2007). Following the 2009 equinox, high southern latitudes have cooled down by 10–15 K as they were entering autumnal darkness, while northern mid-latitudes have warmed by 6–10 K as they emerged from ring-shadow to spring-time conditions (Fletcher et al., 2010; Sinclair et al., 2013). In contrast, tropospheric temperatures exhibit moderate hemispherical asymmetries (10 K at 100 mbar at $L_s = 300^\circ$) and seasonal variations (only 2–3 K over 4 years), consistent with the longer radiative time constants at higher pressures.

On top of these overall seasonal trends, the observed temperature fields display several anomalies, which are thought to be of dynamical origin. The temperature in the equatorial region features a remarkable periodic oscillation characterized by the superposition of warm and cold regions, associated with a strong vertical wind shear of 200 m/s (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008; Guerlet et al., 2011; Schinder et al., 2011). This pattern is reminiscent of analogous periodic oscillations in the Earth's stratosphere (the Quasi-Biennial Oscillation and the Semi-Annual Oscillation), which are governed by interactions between vertically-propagating waves and the mean zonal flow (Baldwin et al., 2001). Other thermal anomalies on Saturn include the observation of polar hot spots at both poles, supposedly linked to the polar vortices (Fletcher et al., 2008), and the occurrence of a spectacular stratospheric warming at 40°N (called “beacon”) following Saturn's tropospheric Great White Storm in December 2010, still visible in 2012 (Fletcher et al., 2012).

Global climate modeling of Saturn's atmosphere is needed in order to better interpret the observed temperature fields, their seasonal variations, and disentangle the effects of radiative and dynamical processes. In the 1980s, following Voyager fly-bys, several 2D radiative–convective models have been developed, including or not seasonal effects (Appleby and Hogan, 1984; Bézard et al., 1984; Bézard and Gautier, 1985). Since then, major updates in the knowledge of hydrocarbon abundances (in particular obtained from Cassini observations), and their spectroscopic properties, have motivated a revision of these early models. For instance, Greathouse et al. (2008) have developed a seasonal radiative transfer model of Saturn's stratosphere and used it to interpret Cassini/CIRS observations in the 5–0.5 mbar pressure range (Fletcher et al., 2010).

Our aim is twofold: first, to build an up-to-date and versatile radiative–convective climate model of Saturn's upper troposphere and stratosphere that allows for comparison with temperature profiles measured in the full range of Cassini/CIRS vertical sensitivity (500–0.01 mbar). Secondly, to make this seasonal model fitted for implementation in a dynamical global climate model (GCM) of Saturn's atmosphere, with the aim of better understanding Saturn's stratospheric circulation, still poorly known.

Several numerical challenges arise when developing a Saturn GCM: on the one hand, a 3D numerical grid of high spatial resolution is needed to resolve dynamical processes (at least 512×384 elements in longitude \times latitude, as constrained by Saturn's Rossby deformation radius); on the other hand, the long timescales of the seasonal radiative forcing compared to the short timescales of some atmospheric motions imply running simulations for several Saturn years, with calculations of radiative forcings every few Saturn days. Hence, there is a need for developing a fast and robust radiative transfer model for Saturn's atmosphere, in order to accurately compute atmospheric heating and cooling rates on each grid point of a GCM. Modeling efforts in this field are very recent, as most existing giant planet's dynamical models focus on the

tropospheric layer (Morales-Juberias et al., 2003; Liu and Schneider, 2010; Lian and Showman, 2010), where radiative processes represent a minor contribution in the energy balance. Recently, Friedson and Moses (2012) presented results from a 3D GCM of Saturn's upper troposphere and stratosphere, which included a full radiative transfer scheme (using k -distributions). While the authors focused on deriving the effective advective circulation and eddy transport coefficients, specific aspects pertaining to the optimization and validation of the radiative transfer were not covered.

Here we report on the development and optimization of a radiative–convective model that uses up-to-date, state-of-the-art gaseous and aerosol opacities. This model can be used independently to study Saturn's radiatively-forced thermal structure, while it also meets the accuracy and computational efficiency required for an implementation in a Saturn 3D GCM, which will be detailed in a future manuscript. The main elements of the radiative transfer model are reviewed in Section 2, along with several sensitivity studies to, for instance, spectroscopic parameters and aerosol scenarios. In Section 3, the vertical and seasonal thermal contrasts obtained by the radiative–convective model are described, and the impact of ring shadowing and aerosols on the upper tropospheric and stratospheric temperature are evaluated. In Section 4, these results are discussed and compared to Cassini/CIRS observations. Finally, this model is applied to the study of the warm stratospheric anomaly triggered after the 2010 storm in Section 5, before concluding in Section 6.

2. A radiative–convective model of Saturn's atmosphere

2.1. Overall description

The radiative–convective model employed in this study is derived from existing tools developed as part as a generic version of the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) global climate model (GCM), used to simulate the radiative forcing and large-scale circulation of terrestrial exoplanets (Wordsworth et al., 2011; Leconte et al., 2013a,b) and primitive atmospheres (Charnay et al., 2013; Forget et al., 2013; Wordsworth et al., 2010a). The radiative part uses a two-stream approximation to solve the radiative transfer equations including multiple scattering as proposed by Toon et al. (1989). Rayleigh scattering is included following the method described in Hansen and Travis (1974). As line-by-line calculations are too time-consuming for GCM applications, a k -distribution model (described in Section 2.2) is used to compute gaseous opacities (Goody and Yung, 1989; Wordsworth et al., 2010b). Tests are performed to assess the importance of the diurnal cycle, which is found negligible. Rather, given Saturn's long radiative timescales, a daily-averaged solar flux is considered and calculations of the radiative heating and cooling rates are performed typically once every 10 (Saturn) days.

In this study, focused on the radiatively-forced thermal structure, computations in the dynamical part of the LMD GCM are not performed. A convective adjustment scheme relaxes the temperature profile towards the adiabatic lapse rate (g/C_p , with g the gravity and C_p the specific heat capacity) when an unstable temperature lapse rate is encountered after the radiative calculations (Hourdin et al., 1993).

The above-mentioned generic model is adapted to match Saturn's atmospheric conditions (composition, temperature and pressure) and external forcings. The nominal model includes opacities due to CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 , collision-induced absorption by H_2 – H_2 , H_2 – He and two aerosol layers. Hydrogen and helium fractions are set to, respectively, 0.86 and 0.1355 consistently with an analysis of Voyager measurements by Conrath and

Gautier (2000). Methane volume mixing ratio is set to 4.5×10^{-3} below the 1 bar pressure level (Flasar et al., 2005) and decreases with height to account for photochemistry and vertical mixing, following Moses et al. (2000). C_2H_6 and C_2H_2 abundance vertical profiles correspond to the mean of the profiles retrieved from Cassini/CIRS observations by Guerlet et al. (2009) between $40^\circ N$ and $40^\circ S$ (planetocentric). Hereafter, all quoted latitudes are planetocentric.

The atmospheric model pressure grid consists of 64 pressure levels between 3 and 10^{-6} bars. An internal heat flux independent of latitude is added in order to match Saturn's total emitted power of 4.9 W m^{-2} (Li et al., 2010), as justified in Section 2.5. To compute the heat capacity, one would need to take into account the temperature dependency of the H_2 heat capacity, along with the dependency on the ortho/para ratio. However, these dependences are not well constrained and also depend on vertical motions. We thus choose to set the H_2 heat capacity to its value at 1 bar (130 K), where the ortho/para hydrogen ratio is close to its high-temperature equilibrium value of 3:1. This approximation does not impact significantly the results above the radiative-convective boundary, which is our region of interest. Heat capacity for the H_2/He mixture is hence fixed to $11,500 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

We set the solar longitude of Saturn's perihelion to 280.08° , a value obtained from calculations based on J2000 parameters. Saturn's obliquity is set to 26.73° , and its eccentricity to 0.055. Ring shadowing effects, considering different opacities for the A, B and C rings, and the Cassini division, are included in the computation of the diurnal-averaged insolation using a formalism described in Appendix A. Finally, Saturn's oblate shape is taken into account in two ways: in the calculation of the incident solar flux, and in the computation of a latitude-dependent gravity field (see Supplementary Material).

2.2. Construction of the k -distribution model

The k -distribution model of gaseous opacities is built in several steps. Firstly, absorption coefficient (k_v) spectra are calculated in the range $10\text{--}25,000 \text{ cm}^{-1}$ ($0.4 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$) for a mixture of gases (CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2) using *kspectrum*, a line-by-line model developed by Vincent Eymet, available online at <http://code.google.com/p/kspectrum/>. Spectroscopic parameters are extracted from the HITRAN 2012 database (Rothman et al., 2013). A Voigt lineshape model is used, where air-broadened coefficients are replaced with H_2 -broadened coefficients when available: for CH_4 we use a pressure-broadening coefficient of $0.065 \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ with a T^{-n} temperature dependence of $n = 0.44$, while for C_2H_6 n is set to 0.94 (Halsey et al., 1988; Margolis, 1993). High-resolution spectra are computed on a 2-D parameter grid comprising twelve different temperatures (70–400 K) times eight pressure levels ($10\text{--}10^{-6}$ bar) to cover the range of Saturn's atmospheric conditions. Examples of absorption coefficient spectra at $p = 1 \text{ mbar}$ and $T = 160 \text{ K}$ are shown in Figs. 1 and 2 for the visible/near-infrared and thermal infrared part, respectively. In a second step, these spectra are divided into several spectral bands (how these band limits are chosen is detailed in Section 2.3.2). For each (p , T) condition, correlated- k coefficients are generated by sorting the high-resolution spectrum in each band according to the strength of the discrete absorption coefficients k_v , in a cumulated distribution space $g(k)$. The end product is the function $k(g)$, which is much smoother than k_v and can be approximated by a limited number of weighted points. Subsequently, instead of integrating the radiative transfer equations in the frequency space ν (where absorption spectra are highly variable), integration is done over only 16 points in g -space, whose abscissa (g_i) and weights (Δg_i) are given in Table 1.

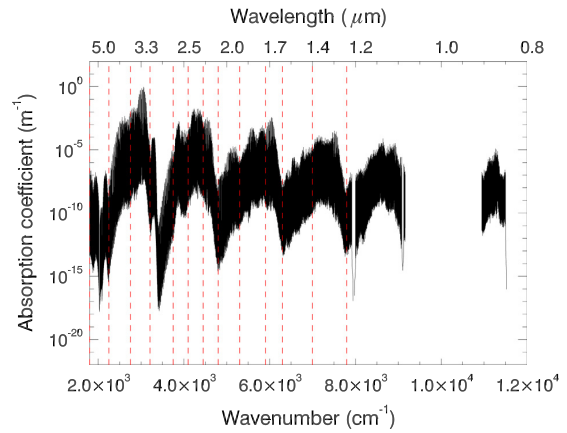


Fig. 1. Absorption coefficient spectrum calculated for a pressure of 1 mbar and a temperature of 160 K in the visible range from the HITRAN 2012 database. The vertical dashed lines represent the limits of the 12 bands used in the constructed k -distribution model.

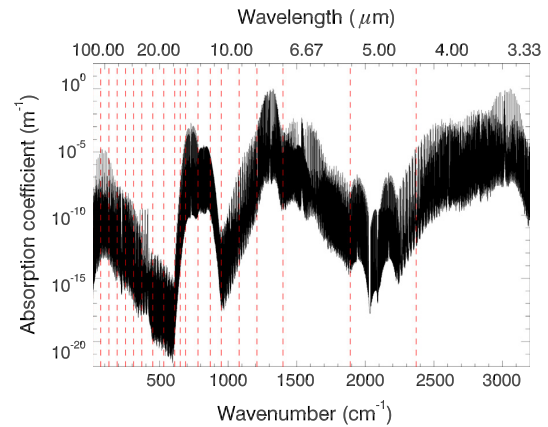


Fig. 2. Same as Fig. 1 for the infrared part of the spectrum.

Table 1
Abscissa (g_i) and weights (Δg_i) in g -space used for generating the k -distribution coefficients.

g_i	Δg_i
0.04068415	0.08136831
0.14206561	0.12139460
0.26997545	0.13442509
0.40263812	0.13090025
0.52717084	0.11816520
0.63684743	0.10118797
0.72902450	0.08316617
0.80361755	0.06601992
0.86201713	0.050779238
0.90634632	0.037879155
0.93897476	0.027377720
0.96221959	0.019111938
0.97817822	0.012805328
0.98865035	0.008138922
0.99511755	0.004795479
0.99875764	0.002484713

2.3. Sensitivity studies and optimization of the k -distribution model

In order to test and optimize our k -distribution model, several aspects of the construction of the k -distribution coefficients are

investigated: the discretization in pressure space and the spectral band discretization. Furthermore, the impact of adopting recent updates in methane spectroscopy (in the HITRAN database or from empirical band models) is explored. In the following, the sensitivity of the vertical profiles of temperature and heating rate to these different parameterizations is assessed using 1-D radiative-convective runs.

2.3.1. Sensitivity to the choice of pressure levels

The k -distribution coefficients are computed separately only once, on a reference pressure grid, and are then interpolated to the pressure levels corresponding to the radiative transfer model grid. As the shape of the individual absorption lines varies strongly with pressure, potential errors introduced by this interpolation need to be assessed. To do this, a first set of k -distribution coefficients is generated every pressure decade (8 levels), and another set every 0.5 in $\log(p)$ (15 levels). The effect of using twice as much reference pressure levels on the heating rates is found to be negligible in our case: at most, a change of 0.4% is obtained when 15 reference pressure levels are used instead of 8, which corresponds to an error less than 0.4 K on the temperature profile. The use of 8 pressure levels is hence judged satisfactory for modeling radiative processes in Saturn's atmosphere.

2.3.2. Sensitivity to band discretization

Choosing an appropriate set of bands for the spectral discretization is another important step. Selecting too large intervals may introduce significant errors when the Planck function and/or the opacity distribution vary significantly within a band. To avoid introducing too much error at this stage, one solution would be to work with many small band intervals, for instance 10-cm^{-1} wide, as chosen by Friedson and Moses (2012). However, this would imply dealing with hundreds of k -distribution tables in order to cover the whole spectral range ($10\text{--}25,000\text{ cm}^{-1}$), and the efficiency of computation would be lessened. We thus focus our efforts on the construction of an optimized band discretization that minimizes the number of bands without reducing the accuracy of the heating rates calculations.

Starting from a high resolution set of spectral bins, the resolution is degraded step by step, treating different spectral regions independently. For instance, in the thermal infrared, we first consider the spectral region $10\text{--}610\text{ cm}^{-1}$, which is a region of strong CIA continuum and where the thermal infrared flux peaks. The bin width is degraded from 20 cm^{-1} to 100 cm^{-1} in this spectral range only, and 1-D radiative-convective runs are performed for each of the corresponding k -distribution models. Fig. 3 shows the impact of these different band discretizations on the equilibrium temperature profile. A 60-cm^{-1} wide spectral bin in this region is found to be a good compromise between the number of bins and accuracy, as it yields an error of only $0.2\text{--}0.3\text{ K}$ compared to the 20-cm^{-1} wide case. At the other end of the infrared spectrum, we find that the region beyond 1400 cm^{-1} does not need to be sampled with many bins: only three are needed for satisfactory accuracy. This is expected, as the Planck function at Saturn's equilibrium temperature quickly drops at these wavenumbers. In between lie the hydrocarbon emission bands contributing the most to atmospheric infrared cooling: the ν_4 methane band at 1304 cm^{-1} ($7.7\text{ }\mu\text{m}$), the ν_5 C_2H_2 band centered at 730 cm^{-1} ($13.7\text{ }\mu\text{m}$) and the ν_{12} C_2H_6 band at 822 cm^{-1} ($12.2\text{ }\mu\text{m}$). The band discretization is degraded step by step in each of these high opacity regions, and in each of the clearer regions in between. After extensive testing to achieve the highest accuracy while using the least number of bands, we retain 20 bands in total in the thermal infrared, featured in Fig. 2. The corresponding error is in the range $0.3\text{--}0.5\text{ K}$, being higher at lower pressure levels.

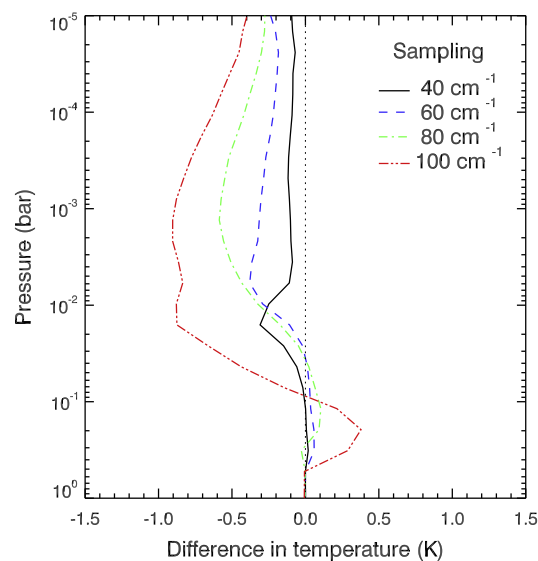


Fig. 3. Difference in temperature resulting from changing the width of the spectral bins solely in the region $10\text{--}610\text{ cm}^{-1}$, from bins 20-cm^{-1} wide (reference case) to 40 , 60 , 80 and 100 cm^{-1} wide.

A similar methodology is used for the visible and near infrared part of the spectrum, dominated by the methane absorption bands. In this spectral region, the number of bands is reduced step by step from 59 to 17 (including 12 bands in the range $2000\text{--}7800\text{ cm}^{-1}$, shown in Fig. 1), which results in an error in temperature (loss in accuracy) of $0.3\text{--}0.4\text{ K}$ on average. This error has a seasonal component, as it scales with the solar flux: for low insolation conditions, the error remains smaller than 0.1 K at all pressure levels, while it reaches 0.6 K at 0.01 mbar during the polar day.

2.3.3. Methane spectroscopy

Compared to its 2008 version, the HITRAN 2012 database includes major improvements regarding methane spectroscopy, both in extent and in quality: the new methane line list contains more than twice the number of lines as the 2008 compilation (Rothman et al., 2013). Of particular interest is the addition by Campargue et al. (2012) who used cavity ring down spectroscopy measurements to compile a new list in the wavenumber range from 5852 to 7912 cm^{-1} . Also, empirical lower-state energies from cold CH_4 spectra are added for the first time between $10,923$ and $11,502\text{ cm}^{-1}$ (Fig. 1). As a consequence, using HITRAN 2012 instead of its 2008 version results in a net atmospheric heating, as methane absorption is increased in the visible/near infrared region. Quantitatively, the temperature modeled with the HITRAN 2012 line list is found to be warmer by 2 to 4 K in the range 100 to 0.01 mbar compared to using HITRAN 2008 (Fig. 4).

Despite the recent improvements in the spectroscopic databases, there are still important data gaps in the CH_4 line list in the near infrared spectral region. The absorption band at $1\text{ }\mu\text{m}$ (centered at $10,100\text{ cm}^{-1}$) is still missing in HITRAN 2012, and no methane absorption coefficients are available beyond $11,502\text{ cm}^{-1}$ (see Fig. 1). More generally, HITRAN 2012 is known to be relatively incomplete beyond 7900 cm^{-1} . In order to complement HITRAN 2012, k -distribution coefficients are computed from Karkoschka and Tomasko (2010) methane band model in the range $5300\text{--}25,000\text{ cm}^{-1}$. To do so, a method similar to the one described in Irwin et al. (1996) is used. In a first step, using Karkoschka and Tomasko (2010) tabulated band data, the

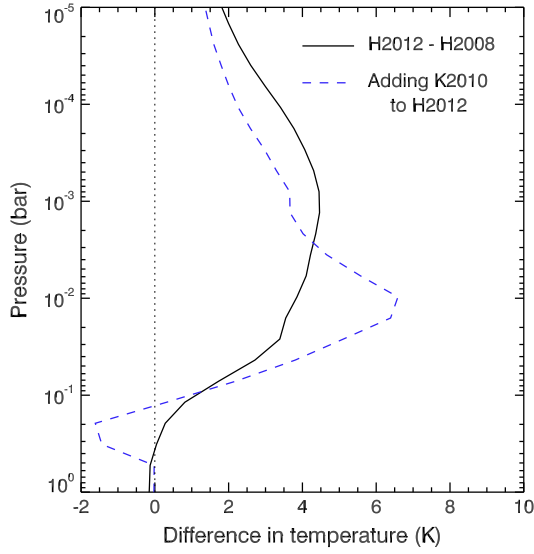


Fig. 4. Difference in temperature when using HITRAN 2012 instead of HITRAN 2008 database (solid line), and when adding Karkoschka and Tomasko (2010) methane band model to using HITRAN 2012 alone (dashed line).

atmospheric transmission $Tr(m)$ is computed at different (p, T) conditions, for different spectral bins and for 60 different methane amounts (pathlengths m), using a Goody–Voigt model. Examples of transmissions calculated as a function of pathlength are shown on Fig. 5. The transmission can also be approximated by the exponential sum:

$$Tr(m) = \sum_{i=1}^N \exp(-k_i m) \Delta g_i \quad (1)$$

where k_i and Δg_i are the absorption coefficients and weights evaluated at the 16 abscissas i in g -space. The k -coefficients k_i for each spectral interval, temperature and pressure are then derived from an exponential sum fit to the transmissions calculated at the first step.

To validate our calculations, the coefficients obtained from our k -distribution model (using HITRAN 2012) are compared to that derived from Karkoschka and Tomasko (2010) band model in overlapping spectral bins. Fig. 6 shows such an example for the

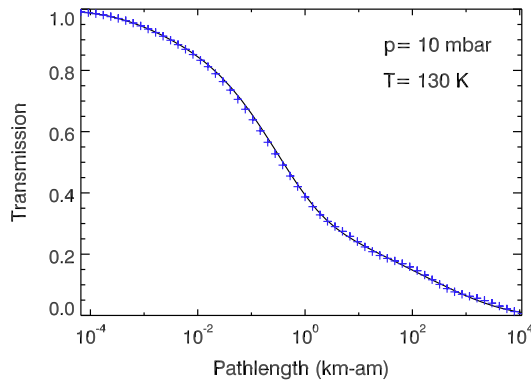


Fig. 5. Transmissions calculated from a Goody–Voigt model from the data of Karkoschka and Tomasko (2010) for the band 5900–6300 cm^{-1} (solid line) and calculated from Eq. (1) after an exponential sum fitting procedure (crosses).

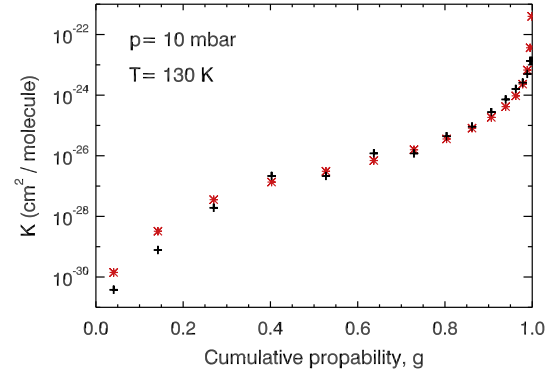


Fig. 6. k -Distribution coefficients for the band 5900–6300 cm^{-1} derived from HITRAN 2012 (red stars) and from an exponential sum fitting of the transmissions calculated from Karkoschka and Tomasko (2010) band model (crosses). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

bin 5900–6300 cm^{-1} , at a pressure of 10 mbar and a temperature of 130 K, with the corresponding fit to $Tr(m)$ shown in Fig. 5. In general, the k -distributions calculated using the two independent methods and datasets match satisfactorily in the tested range 5300–7800 cm^{-1} , and result in similar temperature profiles.

Our final $k(g)$ coefficients in the visible and near infrared part of the spectrum is a combination of 12 bins in the range 1800–7800 cm^{-1} (1.28–5.5 μm) obtained using HITRAN 2012 (see Fig. 1) and 18 bins in the range 7800–25,000 cm^{-1} (0.4–1.28 μm) using the above-described exponential sum fitting procedure. Even though the latter spectral range contains rather weak methane absorption bands compared to the strong CH_4 bands at 1.4, 1.7, 2.3, and 3.3 μm , using this more comprehensive spectrum of methane absorption has a significant impact on the heating rates. Fig. 4 shows that adding k -distribution coefficients derived from Karkoschka and Tomasko (2010) data increases the temperature by 3–6 K, with a maximum effect in the lower stratosphere (10 mbar). This is consistent with the fact that mean solar flux deposition occurs at greater pathlength (hence higher pressure levels) for weaker absorption bands.

2.4. Aerosols

Saturn's opaque hazes are responsible for its characteristic nebulous appearance in the visible and control the vertical distribution of solar heat deposition in the upper troposphere (Pérez-Hoyos and Sánchez-Lavega, 2006). In what follows, we report on sensitivity studies performed for different aerosol scenarios, built upon observational constraints, and study their impact on the vertical profiles of temperature and heating rates using 1-D radiative–convective runs.

2.4.1. Observational constraints

Many observational constraints on aerosol properties have been derived, mostly from Hubble Space Telescope images (Karkoschka and Tomasko, 1993; Muñoz et al., 2004; Karkoschka and Tomasko, 2005; Pérez-Hoyos et al., 2005) and more recently using the Cassini Imaging Science Subsystem (Roman et al., 2013). In those studies, the authors reproduce the observed visible and near-IR reflectivity with a model atmosphere comprising two haze layers located above a thick deep cloud. Common findings of the various models are that the upper stratospheric haze layer is optically thin (typically $\tau = 0.1$ –0.2 at 600 nm, but up to 0.5 at high latitudes) and populated with small particles ($r = 0.1$ –0.2 μm); while the

lower haze is located in the upper troposphere, is optically thick ($\tau = 5\text{--}40$ at 600 nm) and comprises larger particles ($r = 0.5\text{--}3\text{ }\mu\text{m}$). The inferred thickness and vertical extent of the upper haze vary among the different studies, as it sometimes lies between 1 and 10 mbar and other times between 10 and 100 mbar. As for the tropospheric haze, its pressure top is commonly located at tropopause level (50–120 mbar), with a base in the range 400–700 mbar. Between the two layers, some models consider an aerosol-free gap while others choose to merge the top of the tropospheric haze with the bottom of the stratospheric haze.

On top of this overall picture, complex and irregular meridional and seasonal variations in opacity, particle size and vertical distribution of the tropospheric haze have been reported. For instance, in the visible, the tropospheric haze is found optically thicker (by a factor of two) in the winter and spring hemispheres compared to the summer hemisphere, and also optically thicker at the equator compared to mid-latitudes (Pérez-Hoyos et al., 2005). In the thermal infrared (5 μm), however, a larger haze opacity is observed in the summer with respect to that in the winter hemisphere (Fletcher et al., 2011). This apparent contradiction can be partially explained by different particle sizes, as larger particles are observed in summer and autumn compared to that in winter and spring (typically 2–3 μm vs. 0.5–1 μm) (Karkoschka and Tomasko, 2005).

Another aerosol signature, although indirect, can be inferred from the tropospheric temperature profiles obtained from thermal infrared spectroscopy. Evidence for a temperature ‘knee’ located at 150–200 mbar has been first reported by Hanel et al. (1981) from Voyager data analysis and was later studied by Fletcher et al. (2007) from Cassini data. This signature varies seasonally, as it was seen by Voyager only in the autumn hemisphere at $L_s = 10^\circ$ and by Cassini in the equatorial region and summer hemisphere at $L_s = 300\text{--}320^\circ$. Absorption of solar photons by a tropospheric haze layer was proposed as a possible mechanism for this temperature knee.

2.4.2. Sensitivity studies

Given the range of observed aerosol scenarios, extensive sensitivity tests are performed to evaluate the impact of using different aerosol sizes, opacities and vertical distributions on the vertical profiles of temperature, the heating rates, and on the Bond albedo. Regarding the nature of these aerosols, little is known about their composition, but some observational constraints on their optical properties exist. We choose to set the real and imaginary part of the refractive index to that derived by Karkoschka and Tomasko (1993). Single scattering albedo and extinction coefficients are then calculated based on Mie theory, assuming spherical particles, based on the aerosol scheme of Madeleine et al. (2012).

In our model, the above-mentioned two-layer structure is adopted, with an optically thick layer in the upper troposphere populated with micrometer-size particles, and an optically thin stratospheric layer comprising smaller particles. Within each of these two layers, the aerosol scale height is set to the gas scale height, i.e. the aerosol optical depth varies linearly with pressure. In between, a smooth opacity profile linking the two layers is adopted, since an intermediate aerosol-free layer is found to induce too abrupt vertical gradients in the temperature profile. In practice, input parameters are the two values of the optical depth of the lower and upper hazes, their two particle sizes and four pressure boundaries. An aerosol opacity profile is constructed as described above (illustrated in Fig. 7), then the total integrated aerosol optical depth is normalized to the sum of the lower and upper hazes optical depths.

Modeling results are found to be not very sensitive to small variations of the location of the top of the stratospheric haze layer or the bottom of the tropospheric layer. These two parameters are

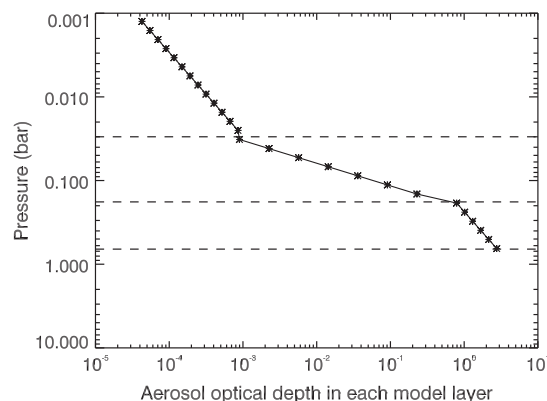


Fig. 7. Aerosol opacity profile (defined at 600 nm) as parameterized in the radiative transfer model.

thus held constant at 1 mbar and 660 mbar, respectively. Likewise, the integrated opacity of the upper haze is set to $\tau = 0.1$ (at 600 nm) and stratospheric particle sizes to $r = 0.1\text{ }\mu\text{m}$, corresponding to typical observed values (these parameters are not observed to vary much with latitude and seasons, except at high latitudes). Several cases are considered for the location of the top of the tropospheric layer, p_{top} : either 100 mbar (close to tropopause level, consistent with Roman et al. (2013) and Pérez-Hoyos et al. (2005) analyses) or 180 mbar (corresponding to the typical location of the temperature knee observed by Fletcher et al. (2007)). The location of the bottom of the stratospheric layer is also varied between 100 mbar and 30 mbar.

Our 1-D radiative–convective simulations show that maximum heat deposition occurs at the top of the tropospheric layer and that solar radiation does not penetrate below the 600-mbar pressure level, in agreement with Pérez-Hoyos et al. (2005). Heating by the tropospheric haze layer induces a more or less pronounced temperature knee located at the haze pressure top. Hence, in order to be consistent with the Fletcher et al. (2007) observations, the scenario with $p_{top} = 180$ mbar is retained. Besides, setting the bottom of the stratospheric haze layer at 30 mbar better reproduces the observed tropopause location (~ 90 mbar). Finally, we find that the upper stratospheric haze (as parameterized here) do not significantly impact the temperature field.

For this chosen vertical distribution, the sensitivity to the integrated opacity of the tropospheric haze layer, τ_{tropo} (defined at 600 nm), is studied by varying it between 5 and 30 (not shown). As can be expected, heating by aerosols is found to be commensurate with optical depth. For a given haze opacity, the temperature sensitivity to different sizes is also explored by varying the particle sizes r between 0.2 and 4 μm . Small particles are found to be less efficient in heating the atmosphere than larger particles, as can be seen in Fig. 8. This can be explained by the fact that in the visible range, smaller particles have a larger single scattering albedo, hence are less absorbing. For instance, at 600 nm, the single scattering albedo ω ranges from 0.9966 for $r = 0.5\text{ }\mu\text{m}$ to 0.9711 for $r = 4\text{ }\mu\text{m}$.

The temperature sensitivity to different particle sizes is less pronounced in winter than in summer. For instance, temperature difference at 180 mbar, 20°S , between a scenario with $r = 0.4\text{ }\mu\text{m}$ and that with $r = 3\text{ }\mu\text{m}$ is found to be 6 K in summer (as pictured in Fig. 8) but 3 K in winter. This difference can be explained by seasonal variations in incoming insolation, hence in the available amount of solar photons to be absorbed by the haze. This effect is illustrated in Fig. 9, which compares the heating rate profiles calculated for a clear atmosphere and for a typical aerosol scenario, at

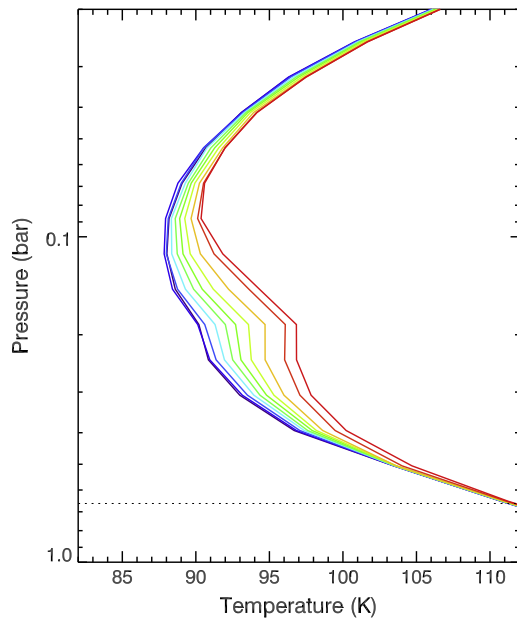


Fig. 8. Temperature profiles modeled at 20°S, $L_s = 300^\circ$ with $\tau_{\text{tropo}} = 15$ and various tropospheric particle sizes (0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.5, 2, 3 and 4 μm , from blue to red). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

two different seasons. In the case of a clear atmosphere, the atmospheric heating rate steadily decreases with increasing pressure and is very low at the 200-mbar pressure level and below. As a result, no significant temperature seasonal variations are produced in the upper troposphere. However, in the presence of aerosols, a peak in solar heating localized at the top of the haze layer is produced. This peak is greater in summer than in winter and reinforces the seasonal variations of temperature. This is in qualitative agreement with the analysis of Fletcher et al. (2007) who observed the temperature knee preferentially in the summer season.

In summary, upper tropospheric aerosols induce a significant atmospheric heating that is commensurate with the particle size,

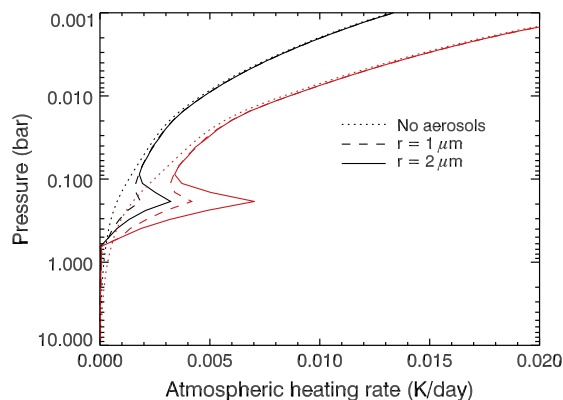


Fig. 9. Atmospheric heating rates profiles obtained with aerosols (solid and dashed lines) or for a clear atmosphere (dotted lines) at 20°S for $L_s = 120^\circ$ (winter, in black) and $L_s = 300^\circ$ (summer, in red). Integrated aerosol opacity is set to 15, and two different particle sizes r are used. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

the optical depth and the incoming solar flux. For a given aerosol scenario (a fixed particle size and opacity), a seasonal effect takes place without the need for invoking time-dependent aerosol properties. This behavior was already suggested by Fletcher et al. (2007) and Friedson and Moses (2012).

2.4.3. Choice of a nominal aerosol scenario

Given the results of these sensitivity studies, we then investigate if a simple aerosol scenario (uniform with latitude and season) allows to reproduce the observational constraints on the temperature knee and the Bond albedo (0.342 ± 0.03 , as derived by Hanel et al. (1983)), or if a more complex scenario is needed. We find that in order to produce a temperature knee in the summer hemisphere, a value of τ_{tropo} of at least 8 and particles larger than 1 μm , are needed. Similarly, in order not to produce a knee in the winter hemisphere, τ_{tropo} must either be smaller than 10, or tropospheric particles must be smaller than 2 μm . Among this family of solutions, we choose to retain the case $\tau_{\text{tropo}} = 8$, $r_{\text{tropo}} = 2 \mu\text{m}$, that corresponds to a Bond albedo of 0.352, close to the measured value. The impact of using different aerosol scenarios on the latitudinal temperature structure is assessed in Section 3.3.

2.5. Radiative balance and establishment of equilibrium

Our radiative-convective model is flexible and can be run in a 1-D version (either at a given latitude or for globally-averaged conditions), or directly for the whole planet, in 3D. The 1-D version is used to perform sensitivity studies to various parameters (as detailed in previous sections), but also to study the radiative balance and how the equilibrium temperature is reached. To do this, different configurations are evaluated, running the 1-D model for globally-averaged conditions with or without aerosols, with or without an internal heat flux, and starting from different initial conditions: from a cold (100 K) or warm (150 K) isothermal profile. To evaluate the radiative balance, useful diagnostic variables are the amount of outgoing longwave radiation (OLR) compared to the absorbed solar radiation (ASR), and the value of the Bond albedo, defined as $1 - \text{ASR}/\text{ISR}$, where ISR is the incoming solar radiation.

We find that including an internal heat flux and aerosol layers allows the model to match not only Saturn's Bond albedo but also its total emitted power (4.93 W m^{-2} compared to the value of 4.95 W m^{-2} measured by Li et al. (2010)). Furthermore, in our simulations, radiative balance is respected, i.e. the OLR equals the ASR plus the internal heat flux to a precision of about 1.8%. Without an internal heat flux, tropospheric temperatures would be colder by 30 K and the associated emitted power would be too low (2.5 W m^{-2}). If no aerosols or cloud layers are considered, the resulting Bond albedo is too low (0.15), tropospheric temperature are too high and as a result, Saturn's emitted power is too high (5.75 W m^{-2}). Furthermore, in the absence of aerosol or cloud layers, model results are very sensitive to the choice of the bottom pressure level (3 bar or 10 bar) owing to unbalanced solar absorption and upward Rayleigh scattering of solar radiation. Including an opaque tropospheric haze layer is thus key to ensure that Saturn's radiative balance is respected.

For this nominal set-up (aerosols and internal heat flux included), stratospheric temperatures above the 10 mbar level are found to reach equilibrium after one Saturn year, regardless of the initial profile, i.e. the stratospheric temperatures at the end of the second simulation year are equal to that at the end of the first year. Below ~ 500 mbar, the temperature evolves much slower, as shown in Fig. 10. This behavior is expected, as this region lies below the radiative-convective boundary, where radiative exchanges are less efficient. In the first model layers, the atmosphere is heated by the internal heat flux, and heat is transported

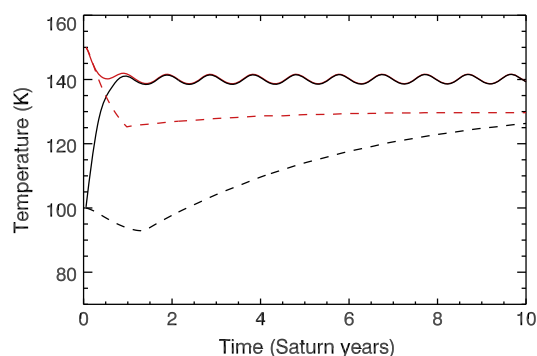


Fig. 10. Temperature at 1 mbar (solid lines) and 1 bar (dashed lines) calculated from a 1-D version of the model (globally-averaged conditions), starting from isothermal profiles at 100 K (black) or 150 K (red). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

upward through convective adjustment. In addition, as the radiative time constant scales as p/T^3 , the establishment of equilibrium is strongly dependent on the initial temperature profile. Starting from a cold profile, the temperature at 1 bar can reach equilibrium only after ~ 20 years, while it takes about 4 years if the model is initialized close to its equilibrium temperature value in the first model layers (see Fig. 10).

For reference, the main elements of our nominal model are summarized in Table 2.

3. Results from global radiative–convective simulations

The radiative–convective model is now run globally, at a resolution of 128 (latitude) \times 64 (altitude) grid points. The longitudinal dimension is not needed here, as the diurnal cycle is neglected. However, we note that the 3D capability is already implemented in the framework of the LMD generic GCM, and will be employed in future studies coupling the dynamical core to the radiative–convective model.

To mitigate the long equilibrium timescales in the troposphere, these 2D runs are initialized with a realistic vertical temperature profile derived from a 1D simulation run that reached equilibrium. Simulations are then run for five Saturn years to ensure equilibrium, and results for the last simulation year are presented in the following sections. These results are made available in NetCDF format in Supplementary Material.

3.1. Seasonal variations

As a result of Saturn's 26.7° obliquity, significant seasonal temperature variations are produced by the 2D radiative–convective model, in particular in the stratosphere. The thermal structure at

Table 2
Summary of the nominal model.

Pressure range	$3\text{--}10^{-6}$ bar
Internal heat flux	2.6 W m^{-2}
Heat capacity	$11,500\text{ J kg}^{-1}\text{ K}^{-1}$
Gaseous composition	H_2 , He, CH_4 , C_2H_6 and C_2H_2
Spectroscopic data	HITRAN 2012 + Karkoschka and Tomasko (2010) for CH_4 in the region $7800\text{--}25,000\text{ cm}^{-1}$
Stratospheric aerosols	$\tau = 0.1$, $r = 0.1\text{ }\mu\text{m}$, $p_{\text{top}} = 1\text{ mbar}$, $p_{\text{bottom}} = 30\text{ mbar}$
Tropospheric aerosols	$\tau = 8$, $r = 2\text{ }\mu\text{m}$, $p_{\text{top}} = 180\text{ mbar}$, $p_{\text{bottom}} = 660\text{ mbar}$
Geometric effects	Ring shadowing, oblateness

the 1-mbar pressure level is shown in Fig. 11 as a function of latitude and season. At this pressure level, the temperature at the South Pole ranges from 113 K in winter to 158 K in summer. A closer look at the model outputs reveals that summer polar temperatures reach a maximum after a 30° phase lag in heliocentric longitude (Ls) following the summer solstice. In contrast, winter polar temperatures continuously cool down during the polar night and reach a minimum 90° in Ls after the winter solstice, hence at the spring equinox. The eccentricity of Saturn's orbit also impacts the temperature field: throughout the stratosphere, Southern summer temperatures are found to be $\sim 4\text{ K}$ warmer than during the Northern summer, consistently with the fact that Saturn's perihelion occurs at $L_s = 280^\circ$, close to the Southern summer solstice.

Overall, at 1 mbar, a maximum pole-to-pole contrast of 40 K is obtained between the winter and summer hemispheres at $L_s = 317^\circ$, i.e. with a phase lag of 47° in solar longitude following the solstice ($L_s = 270^\circ$). This value of maximum inter-hemispheric temperature contrast decreases with increasing pressure, varying from 50 K at 0.01 mbar to 10 K at 200 mbar. In parallel, the associated phase lag increases with pressure, as the radiative timescale increases: this lag varies between 30° in Ls at the 0.01-mbar pressure level to 90° in Ls at the 200-mbar level. Below the 400-mbar pressure level, no significant seasonal or orbital temperature response is observed. Rather, the modeled temperatures exhibit a maximum at the equator and a small, symmetric decrease towards both poles, consistently with radiative timescales being longer than Saturn's year at these pressure levels.

To first order, these results agree well with existing models, for instance that of Bézard et al. (1984) and Greathouse et al. (2008), both in terms of seasonal contrast and phase lag of the temperature extrema. One noticeable difference with Greathouse et al. (2008) model is that the authors find warmer temperatures in the Northern than in the Southern summer at the 0.5-mbar pressure level, which is in apparent contradiction with the asymmetry in radiative forcing associated to Saturn's eccentricity. This may be explained by the use of different hydrocarbon meridional distributions. Our model assumes uniform hydrocarbon abundances with latitude, while Greathouse et al. (2008) set the C_2H_2 and C_2H_6 abundances to follow the meridional distributions observed by Cassini in 2005–2006, and hold them fixed with time. As these hydrocarbons are key stratospheric coolants, we expect the atmospheric cooling rates to be greater in the model of Greathouse et al. (2008) at latitudes where their C_2H_2 and C_2H_6 abundances exceed ours, as it is the case at high southern latitudes. Hence, the higher hydrocarbon abundances close to the south pole in Greathouse et al. (2008) model would explain their colder temperatures in this region. The sensitivity to different hydrocarbon abundances in our model is studied in more detail in Section 4.4.

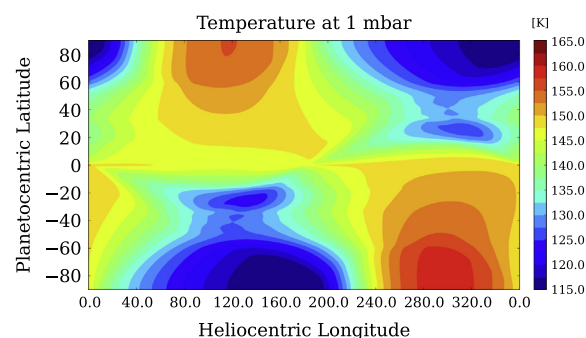


Fig. 11. Temperature map at 1 mbar with latitude and season produced by the radiative–convective model. By convention, the heliocentric longitude of 0° corresponds to the Northern spring equinox.

3.2. Impact of ring shadowing

Saturn's ring shadowing has an important impact on the stratospheric temperature field. It is responsible for the cold temperatures seen at $\sim 25^\circ$ of latitude in the winter hemisphere in Fig. 11. Fig. 12 shows in more details the vertical and meridional structure of the cold temperature anomaly induced by the rings close to the Northern winter solstice ($L_s = 300^\circ$). Ring shadowing induces a local, seasonal cooling up to 22 K in the upper stratosphere (0.01 mbar) compared to a model run performed without the rings. At the tropopause level (100 mbar), cooling by ring shadowing is at most 4 K. This signature is mostly localized in the winter hemisphere (under the ring's shadow), although a signature reminiscent of the previous season is visible in the opposite hemisphere at the 10-mbar pressure level. This is consistent with a radiative timescale on the order of half a kronian year at this pressure level. Overall, the temperature anomaly is the strongest and lasts the longest at a latitude of $20\text{--}25^\circ$. In this region, at the 1-mbar pressure level, the cold temperature anomaly remains in the range 10 K to 16 K during a full season (90° of L_s). Hence, ring shadowing represents a non-negligible component of Saturn's external radiative forcing.

3.3. Impact of different aerosol scenarios

The 2D runs presented here use a nominal aerosol scenario characterized by a tropospheric haze comprising particles of $2\text{ }\mu\text{m}$ in size and an integrated visible optical depth of 8, which corresponds to typical observed conditions in the summer hemisphere (Roman et al., 2013). The resulting temperature contrast produced by the model at the top of the tropospheric haze layer (180 mbar) between the winter and summer mid-latitudes is of 10 K, in good agreement with that observed by Fletcher et al. (2007). However, as described in Section 2.4, smaller particles have been observed during winter, associated with a larger visible optical depth. This seasonal variation of the haze properties could significantly impact the seasonal temperature contrast. An alternate 2-D radiative-convective simulation with particles of $1\text{ }\mu\text{m}$ and $\tau_{\text{tropo}} = 16$ (typical of winter conditions) is thus run to evaluate this impact. The resulting thermal structure and seasonal variations are very similar to the nominal case (differences in temperature are less than 1 K). This implies that two competing effects are canceling out: smaller particles are less efficient in heating the atmosphere, which is mitigated by a larger τ_{tropo} .

This example illustrates the degeneracy in the heating induced by aerosols: several scenarios can produce similar radiative forcings. As the primary goal of the radiative-convective model is to produce heating rates and thermal seasonal contrasts that are consistent with observations (through effective aerosol

properties), and not to reproduce in detail the observed meridional and seasonal variations of the haze properties, the nominal aerosol model is thus judged satisfactory.

3.4. Impact of Saturn's oblate shape and latitude-dependent gravity field

We investigate the impact of taking into account Saturn's oblate shape on the radiative calculations. Firstly, Saturn's oblateness of 0.098 modifies the amount of incoming solar radiation at a given planetocentric latitude compared to the spherical case. Given that our GCM uses a planetocentric grid system, this effect could have a significant impact. We find that in the oblate case, winter mid-latitudes receive up to 40% less solar radiation than in the spherical case. Consequently, stratospheric winter mid-latitude temperatures are cooler by 2 to 6 K (at the 1 and 0.01 mbar pressure levels, respectively) compared to the spherical case.

Secondly, Saturn's oblate shape and rapid rotation induces a significant meridional dependence of the gravitational field g , which varies between 8.8 (at the equator) and 12.2 (at the poles) and is also taken into account. In the radiative calculations, g plays a role in the computation of the mass of an atmospheric column, hence on opacity, which is inversely proportional to g . Consequently, we find that in the oblate, rotating case, the radiative-convective boundary (RCB) is shifted to lower pressure levels at the equator (at ~ 450 mbar) and to higher pressure levels at the poles (at ~ 550 mbar). This is expected, as the RCB is governed by the variation of the opacity with pressure through pressure broadening (Robinson and Catling, 2014). The opacity being smaller at the poles, solar radiation penetrate at deeper pressure levels, hence the deeper RCB. In addition, g also plays a more complex role on the heating and cooling rates, defined as

$$\frac{dT_\odot}{dt} = \frac{Mg}{C_p} \frac{dF_\odot(\tau(g))}{dP}; \quad \frac{dT_{\text{IR}}}{dt} = \frac{Mg}{C_p} \frac{dF_{\text{IR}}(\tau(g))}{dP} \quad (2)$$

which are both proportional to g (smaller at the equator in the oblate, rotating case) and to the variation of the solar (F_\odot) or infrared (F_{IR}) flux with pressure, which depends on the opacity $\tau(g)$ (larger at the equator in the oblate, rotating case). We find that taking into account the meridional dependence of g reduces the equator-to-pole contrasts of both the heating and cooling rates, by $\sim 10\%$, compared to the spherical case. Nevertheless, the two terms in Eq. (2) partly cancel out in the computation of the net heating rates. As a result, in the oblate, rotating case, the equator-to-pole temperature contrasts are only slightly reduced compared to the spherical case, by about 0.5 K in average, with a largest change in contrast of 3 K observed at the 10-mbar level.

4. Comparison to observations and discussion

4.1. Available observations

Onboard Cassini, the Composite Infrared Spectrometer (CIRS) is a Fourier transform spectrometer covering the range 10–1500 cm^{-1} (7–1000 μm). It acquires spectra of the thermal emission of the atmosphere in nadir or limb viewing geometry, allowing the retrieval of temperature profiles in the range 500–70 mbar and 5–0.5 mbar (nadir data), or between 20 and 0.005 mbar (limb measurements). Published nadir data analyses cover the period 2005–2011, roughly from pole to pole (Fletcher et al., 2007; Fletcher et al., 2010; Sinclair et al., 2013), while limb data are available mostly for the period 2005–2006 between 45°N and 80°S (Guerlet et al., 2009). Ground-based observations at high spectral resolution ($R \sim 80,000$) from the Texas Echelon Cross Echelle Spectrograph (TEXES), acquired in the Southern

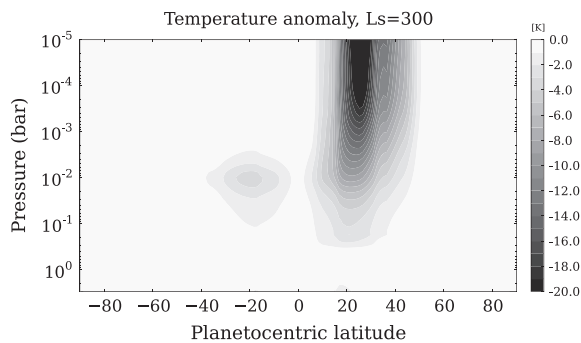


Fig. 12. Temperature anomaly associated to ring shadowing at $L_s = 300^\circ$.

Hemisphere in 2002, complement this dataset (Greathouse et al., 2005). Altogether, Cassini/CIRS and ground-based observations provide constraints on a large meridional, vertical and temporal range for the validation of our radiative transfer model.

4.2. Mean vertical thermal structure

The vertical thermal structure observed by Cassini/CIRS is satisfyingly reproduced by the radiative–convective transfer model, as shown in Fig. 13. Common features between the observations and the model include a qualitatively similar temperature knee at 180 mbar seen predominantly in the summer hemisphere, a tropopause located at the 100-mbar pressure level with temperatures in the range 80–90 K, and stratospheric temperatures reaching typically 140–150 K at the 1-mbar level and above. The main disagreement concerns the thermal structure in the middle to the upper stratosphere: above the 2-mbar pressure level, the modeled temperature is close to isothermal, while Cassini/CIRS and TEXES observations are consistent with a temperature increase of 15–20 K (depending on latitude) between the 2-mbar and the 0.01-mbar pressure levels. As a result, modeled temperatures are on average warmer by 5 K in the 10–0.1 mbar pressure range compared to observations, and cooler by 5 K in the 0.1–0.01 mbar pressure range (Fig. 13).

We note that the positive temperature gradient derived from Cassini/CIRS data in the upper stratosphere does not likely result from a retrieval artifact, as the retrieval method has been shown to yield consistent results (independent of the choice of the prior temperature profile) up to the $\sim 5 \mu\text{bar}$ pressure level. Furthermore, from ground-based observations, Greathouse et al. (2005) also found a positive temperature gradient between 3 and 0.03 mbar at every observed latitude. Departures from local thermodynamic equilibrium (LTE) are unlikely responsible for producing a temperature bias in the data analysis, as the transition between LTE and non-LTE (for CH_4) is thought to occur at the $\sim 1 \mu\text{bar}$ pressure level on Saturn (Drossart et al., 1999).

Missing radiative or dynamical processes in the model are more likely responsible for this discrepancy. Regarding the radiative processes, one can exclude the uncertainty in the vertical gradients of C_2H_6 and C_2H_2 mixing ratios as a source of error, as they are set to those retrieved from the same Cassini/CIRS observations. As for the minor species C_3H_8 , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, C_4H_2 and CH_3D , which radiative

effects are neglected in the model, we estimate that their combined contribution represents about 5% of the total radiative cooling rate. This implies that modeled stratospheric temperatures are probably overestimated by 1–2 K, which is not enough to account for the 5 K model–data mismatch in the middle stratosphere. Possible radiative processes left to explain this disagreement are therefore: (i) errors inherent to the spectroscopic data used to compute the absorption coefficients, and/or (ii) an unknown absorber heating the upper stratosphere. Both are challenging to assess. Dynamical processes, unaccounted for in the present model, might also play a role and will be included in future studies. In particular, the potential warming of the upper stratosphere through dissipation or breaking of inertia-gravity waves will be investigated.

4.3. Seasonal contrasts

Cassini/CIRS data acquired in 2005–2006 ($L_s \sim 310^\circ$) represent an excellent opportunity to study seasonal contrasts between the summer (Southern) and winter (Northern) hemispheres, as they were acquired not long after the December, 2002 summer solstice. Figs. 14 and 15 compare the observed and modeled temperatures at the 100-mbar and 1-mbar pressure levels at this season. In the upper troposphere (300–100 mbar pressure level), the hemispheric

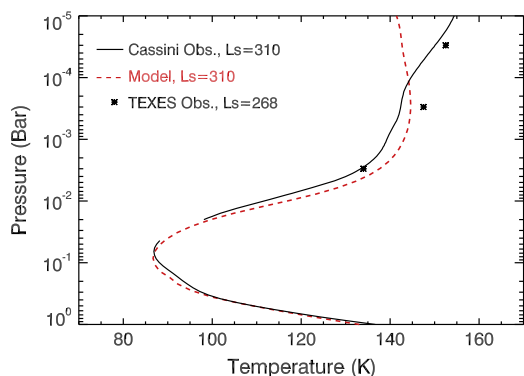


Fig. 13. Temperature profiles averaged between 40°S and 40°N as observed by Cassini/CIRS at $L_s = 310^\circ$ (in black, combining nadir and limb observations from Fletcher et al. (2007) and Guerlet et al. (2009)) and as produced by the model (red dashed lines). For comparison, ground-based observations acquired at 40°S , $L_s = 268^\circ$ are shown at three pressure levels (see also Greathouse et al. (2005)). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

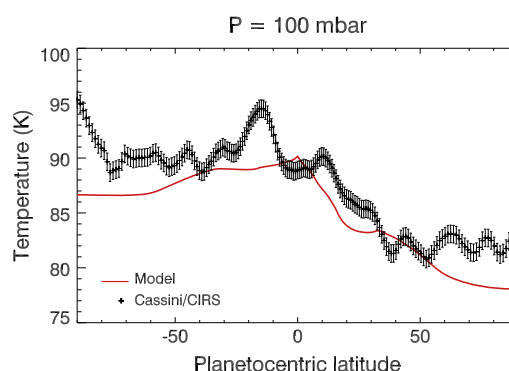


Fig. 14. Temperature at 100 mbar as retrieved from Cassini/CIRS nadir data (black crosses, from Fletcher et al. (2007)), at $L_s = 310^\circ$, compared to modeled temperatures (red line). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

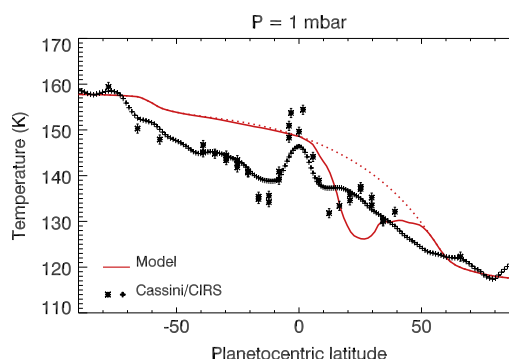


Fig. 15. Temperature at 1 mbar as retrieved from Cassini/CIRS nadir (crosses) and limb (stars) measurements, at $L_s = 310^\circ$, compared to modeled temperatures (red line). For comparison, a model run that neglects the ring shadowing is shown as the dotted red line. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

asymmetry observed by Fletcher et al. (2007), with temperatures 6–10 K warmer in the summer hemisphere, is well reproduced by the model. On top of this trend, small-scale temperature variations seen in the CIRS retrievals are most likely linked to the strong tropospheric jets through thermal wind balance, and hence are not predicted by our radiative–convective model.

In the stratosphere, at the 1-mbar pressure level, the observed overall meridional gradient is well reproduced by the model (Fig. 15), with temperatures in the range 120–160 K; but several model–data mismatches are noticeable. In the equatorial region, the observed temperature field is dominated by an equatorial oscillation characterized – at this pressure level and season – by a sharp local temperature maximum of 152 K at the equator, surrounded by local temperature minima of 135 K at 15°S and 132 K at 15°N. No such equatorial oscillation is produced by our radiative–convective model, which is expected as this phenomenon is thought to result from dynamical interactions between waves and the mean zonal flow (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008; Guerlet et al., 2011). The warm polar hood observed by Fletcher et al. (2008), characterized by a sharp increase in temperature polewards of 70°S, is also not produced by the model. This polar warming could be caused by absorption of solar photons by specific high-latitude stratospheric aerosols, which are thought to have different optical properties (Karkoschka and Tomasko, 2005). The latter aerosols are not yet included in our model, as their vertical structure is not well constrained.

On the other hand, a striking feature in the modeled temperature field is missing from the observations: our radiative model predicts that the ring shadowing should locally decrease the temperature by ~15 K compared to surrounding latitudes, resulting in a sharp contrast of 25 K between latitudes 25°N and 25°S at the 1-mbar pressure level. In contrast, the observed temperature field features a local temperature maximum under the ring's shadow, and the temperature difference between 25°N and 25°S is only of 6 K. A dynamical origin is favored to explain this disagreement, with adiabatic cooling associated to upwelling at summer mid-latitudes and heating associated to subsidence under the ring's shadow. This scenario was already proposed by Guerlet et al. (2009, 2010) to interpret the observed asymmetries in hydrocarbon abundances and is also consistent with Friedson and Moses (2012) model results.

In addition, even though the overall meridional contrast is well reproduced at the 1-mbar pressure level, it is less the case at other pressure levels. While our radiative–convective model predicts summer-to-winter temperature contrasts that increase with decreasing pressure – consistently with shorter radiative time constants – the temperature contrast obtained from Cassini/CIRS is maximum at the 5-mbar pressure level and quickly drops with altitude. Fig. 16 points out this behavior for the entire pressure range probed by Cassini/CIRS nadir and limb measurements: at the 0.1-mbar pressure level, the temperature difference between 66°S and 40°N is less than 10 K in the observations, but predicted to be 27 K should the temperature be governed by radiative processes alone. On the other hand, below the 5-mbar pressure level, twice as high seasonal temperature contrasts are observed compared to the modeled ones. This strongly suggests that dynamical processes act to cancel out the radiatively-forced seasonal temperature contrasts in the upper stratosphere, and possibly enhance it in the lower stratosphere.

Finally, we also compare the observed seasonal changes between 2005 and 2009/2010 to our model predictions: at the 1-mbar pressure level, Fletcher et al. (2010) report a warming of the Northern mid-latitudes by 6 to 10 K as they emerge from the ring's shadows. This compares well with the 6 to 11 K warming produced by the model at similar latitudes. Regarding the Southern hemisphere, Sinclair et al. (2013) report that high latitudes should

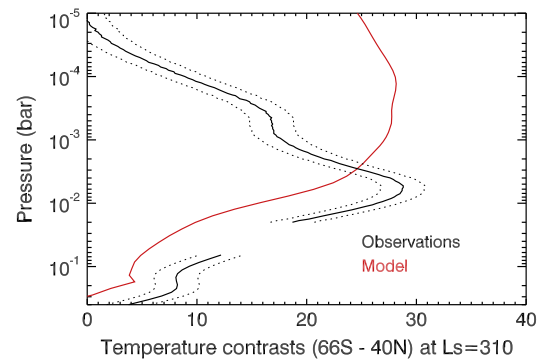


Fig. 16. Temperature contrasts, at Ls = 310, between latitudes 66°S and 40°N (planetocentric) as produced by the radiative–convective model (in red) and obtained from Cassini/CIRS measurements (in black, with error bars). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

cool down by 10 to 15 K as they evolve from mid-summer to autumn conditions, which is also in good agreement with our model, which predicts a cooling of 10–12 K. Hence, despite the several model–data mismatches that can be reported at a given date, seasonal trends observed at the 1-mbar pressure level between Ls = 300° and Ls = 10° are, to first order, well reproduced by our radiative–convective model.

4.4. Sensitivity to variations in composition

In order to investigate whether some of the above-mentioned model–data mismatches can be explained by heterogeneities in the hydrocarbon abundances, simulations were performed for various realistic hydrocarbon vertical profiles. These profiles were chosen to be representative of extreme cases measured by Cassini/CIRS: from the analysis of 2005–2006 limb data, Guerlet et al. (2009) derived high hydrocarbon mixing ratios at the equator and 25°N, and low mixing ratios in the region 20–40°S. These profiles, interpolated on the model pressure grid, are displayed and compared to the nominal case in Fig. 17. Between the two extreme cases, the hydrocarbon mixing ratios differ by a factor of two to three.

In short, we find that when using hydrocarbon profiles that better reflects the observations at latitudes 25°N and 25°S, the modeled stratospheric temperatures are about 3 K colder at 25°N in

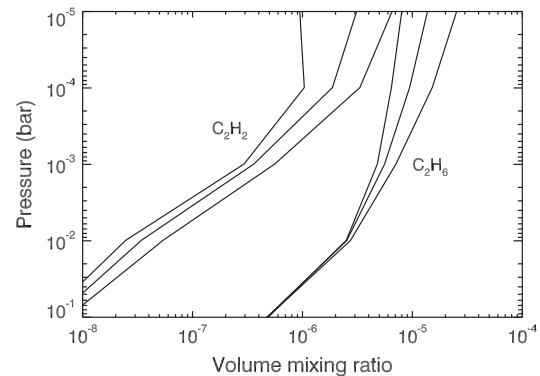


Fig. 17. Ethane (C₂H₆) and acetylene (C₂H₂) mixing ratio vertical profiles used in the model. For each species, three vertical distributions have been tested to cover the range of abundance values measured by Cassini/CIRS.

the pressure range 1–0.01 mbar (as a result of the higher cooling rates associated to more abundant hydrocarbons) and respectively 3 K warmer at 25°S. As a result, the modeled temperature contrast between the two latitudes, at 1 mbar, is increased from 24 K to 30 K at this season, which is even further from the observations. From this example, we thus conclude: (i) that the low temperature contrasts observed between summer and winter mid-latitudes cannot be explained even if more realistic hydrocarbon meridional distributions are used, and (ii) that variations in hydrocarbon abundances have a significant impact on the temperature, which advocates for the future inclusion of a photochemical scheme coupled to the global climate model.

5. A case study: application to the storm-related warm anomaly

Our seasonal, radiative model can be used to study how Saturn's atmosphere relaxes radiatively in the event of a temperature anomaly. Such a strong positive anomaly was observed in the stratosphere after the December 2010 Great White Storm, and was monitored in detail thanks to ground-based and Cassini observations. Fletcher et al. (2012) reported the observation of two warm stratospheric "beacons" in January 2011, centered at 30°N, spanning 60–80° in longitude. They were characterized by peak temperatures of 190 K at 0.5 mbar (*i.e.* 50 K warmer than the typical 140 K observed in quiescent conditions) and were both drifting westward at different speeds. The two beacons merged in late April/beginning of May 2011 to form a single one centered at 40°N, even warmer (220 K at 2 mbar). A rapid temperature drop was then observed (196.5 K measured on July 8th), followed by a slow decline of the temperature, that reaches 186 K in March 2012 (Fletcher et al., 2012).

The origin of the beacons, their merging and warming mechanisms are clearly linked to the tropospheric storm, hence dynamical in origin, and lie outside the range of application of our radiative–convective seasonal model. However, whether the temperature decrease that followed can be explained by radiative processes alone is a question that can be addressed here. To this end, a standard 1-D simulation at 40°N is first run, from which the temperature profile at $L_S = 20^\circ$ (corresponding to May 2011) is extracted, after equilibrium is reached. This profile is then modified to feature a maximum of 220 K at 2 mbar similar to the one observed in May 2011. Then, the model is initialized at $L_S = 20^\circ$ with this "storm" profile and a second simulation is run. The temporal evolution of the temperature at the 2-mbar pressure level is compared to the quiescent seasonal variations in Fig. 18. The 1D simulation run reproduces well the initial temperature drop: the model stratosphere cools down by 20 K in the first two months, in overall agreement with the observations (–24 K over that period). In the simulation, the temperature then decreases at a slowly rate (–10 K over the next two months, then –6 K, etc.). This is in qualitative agreement with the observed trend, however, the observed temperature is systematically 10–12 K warmer than the model after $L_S \sim 25^\circ$. This suggests that the initial rapid cooling of the beacon in May–June 2011 could be explained by radiative processes alone, but that other processes must control the subsequent cooling rate of the warm beacon.

It is worthy of notice that the tropospheric storm underwent a major dynamical change after June, 2011 when the storm's head collided with its tail. After the collision, the storm's convective activity displayed a major decline, although several weaker resurgences have been observed in August, September and December, 2011 (Sayanagi et al., 2013). As the initial warming phase of the beacon (in January–May 2011) seems to be correlated with an intense tropospheric storm activity, it is then possible that weak resurgences may have also warmed the stratosphere sporadically.

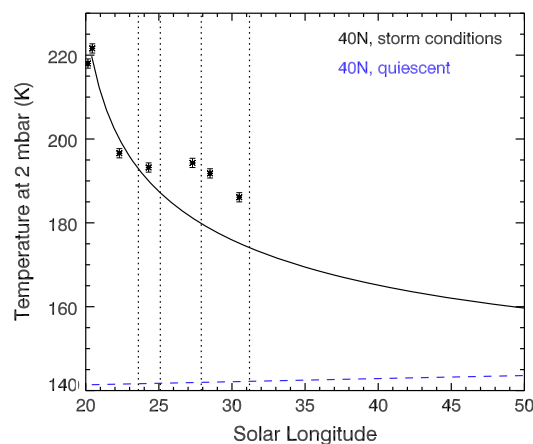


Fig. 18. Evolution of the stratospheric temperature at 2 mbar, 40°N, from a 1D radiative simulation initialized with a warm, storm-like profile (solid line) compared to quiescent conditions (blue dashed line). Stars indicate temperature measurements from thermal infrared spectra obtained by Fletcher et al. (2012) between May 2011 and March 2012. Vertical dashed lines indicate when weak resurgences of the storm were observed. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

This would explain why the observed temperatures do not follow the purely radiative cooling trend calculated with our 1D model, but remain warmer.

Finally, our simulation suggests that the warm anomaly would remain visible until at least $L_S \sim 80^\circ$ (2016), should it be governed by radiative processes only. Further comparison with Cassini/CIRS data acquired since 2012, along with simulations with different hydrocarbon distributions, will help better constrain the beacon evolution and its mechanism in future studies.

6. Conclusion

A generic radiative–convective model developed at LMD has been adapted for Saturn's atmosphere: its composition, aerosol properties, internal heat flux, ring shadowing and oblateness have been accounted for and their impact evaluated through sensitivity studies. Furthermore, several aspects of the radiative transfer calculations have been optimized (use of up-to-date spectroscopic data, tailored band discretization).

To first order, the resulting vertical thermal structure and seasonal contrasts agree well with those retrieved from Cassini/CIRS data. However, we report several important model–observation mismatches:

- The modeled temperature profile is close to isothermal above the 2-mbar level, while the temperature retrieved from ground-based or Cassini/CIRS continues to increase with altitude.
- Observed seasonal contrasts between the summer and winter hemispheres decay with height above the 5-mbar pressure level, while the radiative–convective model predicts that seasonal contrasts should remain large (~ 25 – 28 K at $L_S = 300^\circ$) throughout the middle and upper stratosphere.
- A local temperature minimum associated to the ring shadowing is expected from the model (temperature 10 K cooler at the 1-mbar pressure level and 25°N), while a local temperature maximum is observed in this region.

It is unlikely that our model is missing key elements in the computation of the heating/cooling rates, except for specific polar aerosols, and unless unknown key absorbers are missing. Hence,

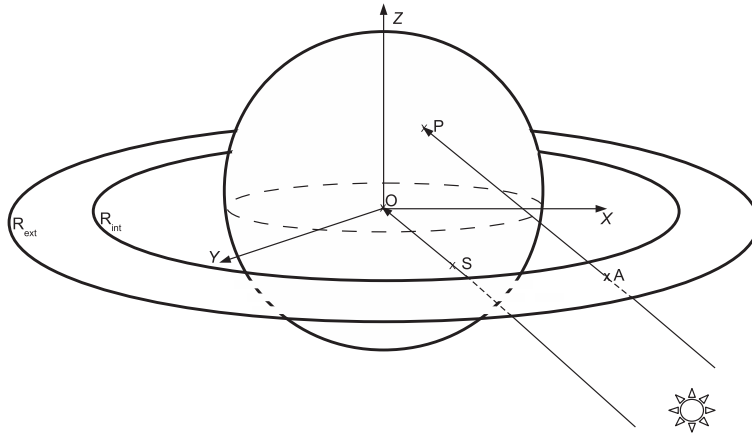


Fig. B.19. Schematic view of the ring shadowing geometry.

the observed departures from the calculated radiative–convective equilibrium are most probably driven by dynamical processes (waves, advection, eddies) and will be addressed in more details using our General Circulation Model of Saturn's stratosphere, currently being developed. Future Cassini/CIRS and ground-based observations of seasonal variations in temperature and composition will also be extremely valuable to better understand which processes control Saturn's stratospheric temperatures, chemistry and dynamics.

Finally, we illustrate that the radiative–convective model can be used to study the evolution of temperature anomalies such as the stratospheric beacon associated to the 2010 Great White Spot. Comparison with Cassini/CIRS observations performed in 2010–2011 suggests that the first rapid cooling phase of the beacon could be explained by radiative processes alone. Observations on a longer timeline are now needed to better characterize and constrain the mechanisms governing the long-term evolution of the “beacon”.

Acknowledgments

S. Guerlet and M. Indurain acknowledge funding by the French ANR under Grant Agreement ANR-12-PDOC-0013. M. Sylvestre, A. Spiga and T. Fouchet acknowledge funding by the Emergence Program of UPMC. Part of this work was also funded by the Institut Universitaire de France.

Appendix A. Calculation of the ring shadowing geometry

To determine Saturn's ring shadowing effect on the incoming solar flux, the main method published in the literature proposes to find between which longitudes and latitudes the shadow of the rings is projected (Bézard, 1986; Brinkman and McGregor, 1979). Since in a GCM each grid mesh is treated individually by the radiative transfer module, it appears more straightforward to check, for each point P of the model grid, under which rings' shadow it is located (if any).

Should O be the center of the planet and A the intersection between the incoming solar ray and the equatorial plane, P is under the shadow of a ring of internal radius R_{int} and external radius R_{ext} if $R_{int} \leq OA \leq R_{ext}$ (cf. Fig. B.19). The distance OA is calculated by considering that the two Sun rays PA and OS , where S is the subsolar point, are colinear. This yields

$$OA = \sqrt{\left(x - \frac{z}{z_s}x_s\right)^2 + \left(y - \frac{z}{z_s}y_s\right)^2}$$

Table B.3

Internal and external radius of the rings (in units of Saturn's equatorial radius) and corresponding normal opacities.

R_{int}	R_{ext}	τ
<i>C ring</i>		
1.24	1.29	0.06
1.29	1.43	0.10
1.43	1.53	0.14
<i>B ring</i>		
1.53	1.64	1.29
1.64	1.83	5.13
1.83	1.95	2.84
<i>Cassini division</i>		
1.95	1.99	0.06
1.99	2.03	0.24
<i>A ring</i>		
2.03	2.06	1.24
2.06	2.09	0.81
2.09	2.12	0.67
2.12	2.27	0.58

where (x, y, z) and (x_s, y_s, z_s) are Cartesian coordinates for respectively P and S . Additional conditions on P being under a ring's shadow are that P is in the winter hemisphere ($\theta \times \theta_s < 0$ where θ and θ_s are planetocentric latitudes for respectively P and S) and in the daylight ($\vec{OP} \cdot \vec{OS} \geq 0$).

If a point P is under a ring shadow, the incoming solar flux is reduced accordingly given the ring opacity. Opacities from the A, B and C rings (and from the Cassini division) are accounted for with values obtained through Cassini/UVIS occultations (Colwell et al., 2010) and reproduced in Table (B.3). The influence of Saturn diurnal cycle on radiative heating rates is negligible, hence our GCM employs daily averages of incoming sunlight in which ring shadowing is accounted for through the described method.

Appendix B. Supplementary material

Supplementary data associated with this article can be found, in the online version, at <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2014.05.010>.

References

- Appleby, J.F., Hogan, J.S., 1984. Radiative–convective equilibrium models of Jupiter and Saturn. *Icarus* 59, 336–366. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(84\)90106-4](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(84)90106-4).

- Baldwin, M.P. et al., 2001. The quasi-biennial oscillation. *Rev. Geophys.* 39, 179–229. <http://dx.doi.org/10.1029/1999RG000073>.
- Bézar, B., 1986. Variations Saisonniere de la Structure Thermique et Composition Chimique de Jupiter, Saturn, et Uranus. Ph.D. Thesis, Univ. Paris 7, Paris, France.
- Bézar, B., Gautier, D., 1985. A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the Voyager encounter time. I – Saturn's stratosphere. *Icarus* 61, 296–310. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(85\)90189-1](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(85)90189-1).
- Bézar, B., Gautier, D., Conrath, B., 1984. A seasonal model of the saturnian upper troposphere comparison with Voyager infrared measurements. *Icarus* 60, 274–288. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(84\)90189-1](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(84)90189-1).
- Brinkman, A.W., McGregor, J., 1979. The effect of the ring system of the solar radiation reaching the top of Saturn's atmosphere – Direct radiation. *Icarus* 38, 479–482. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(79\)90202-1](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(79)90202-1).
- Campargue, A., Wang, L., Mondelain, D., Kassi, S., Bézar, B., Lellouch, E., Coustenis, A., Bergh, C.d., Hirtzig, M., Drossart, P., 2012. An empirical line list for methane in the 1.26–1.71 μm region for planetary investigations ($T=80\text{--}300\text{ K}$). Application to Titan. *Icarus* 219, 110–128. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2012.02.015>.
- Charnay, B. et al., 2013. Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3-D GCM. *J. Geophys. Res.* 118, 10414. <http://dx.doi.org/10.1002/jgrd.50808>.
- Colwell, J.E., Esposito, L.W., Pettis, D., Sremčević, M., Jerousek, R.G., Bradley, E.T., 2010. Cassini Orbiter Saturn UVIS Ring Stellar Occultations 1.0. NASA Planetary Data System, CO-SR-UVIS-2/4-OC-01.0.
- Conrath, B.J., Gautier, D., 2000. Saturn helium abundance: A reanalysis of Voyager measurements. *Icarus* 144, 124–134. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6265>.
- Drossart, P. et al., 1999. Fluorescence in the 3 μm bands of methane on Jupiter and Saturn from ISO/SWS observations. In: Cox, P., Kessler, M. (Eds.), *The Universe as Seen by ISO*, vol. 427. ESA Special Publication, p. 169.
- Flasar, F.M. et al., 2005. Temperatures, winds, and composition in the saturnian system. *Science* 307, 1247–1251. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1105806>.
- Fletcher, L.N., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Orton, G.S., Parrish, P.D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S.B., Bowles, N., Taylor, F.W., 2007. Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus* 189, 457–478. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2007.02.006>.
- Fletcher, L.N. et al., 2008. Temperature and composition of Saturn's polar hot spots and hexagon. *Science* 319, 79–81. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1149514>.
- Fletcher, L.N., Achterberg, R.K., Greathouse, T.K., Orton, G.S., Conrath, B.J., Simon-Miller, A.A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P.G.J., Flasar, F.M., 2010. Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004–2009. *Icarus* 208, 337–352. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2010.01.022>.
- Fletcher, L.N. et al., 2011. Saturn's tropospheric composition and clouds from Cassini/VIMS 4.6–5.1 μm nightside spectroscopy. *Icarus* 214, 510–533. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2011.06.006>.
- Fletcher, L.N., Hesman, B.E., Achterberg, R.K., Irwin, P.G.J., Bjoraker, G., Gorius, N., Hurley, J., Sinclair, J., Orton, G.S., Legarreta, J., Garcia-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Read, P.L., Simon-Miller, A.A., Flasar, F.M., 2012. The origin and evolution of Saturn's 2011–2012 stratospheric vortex. *Icarus* 221, 560–586. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2012.08.024>.
- Forget, F., Wordsworth, R., Millour, E., Madeleine, J.-B., Kerber, L., Leconte, J., Marcq, E., Haberle, R.M., 2013. 3D modelling of the early martian climate under a denser CO_2 atmosphere: Temperatures and CO_2 ice clouds. *Icarus* 222, 81–99. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2012.10.019>.
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D.F., Simon-Miller, A.A., Bézar, B., Flasar, F.M., 2008. An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature* 453, 200–202. <http://dx.doi.org/10.1038/nature06912>.
- Friedson, A.J., Moses, J.L., 2012. General circulation and transport in Saturn's upper troposphere and stratosphere. *Icarus* 218, 861–875. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2012.02.004>.
- Goody, R.M., Yung, Y.L., 1989. *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*. Oxford University Press.
- Greathouse, T.K., Lacy, J.H., Bézar, B., Moses, J.L., Griffith, C.A., Richter, M.J., 2005. Meridional variations of temperature, C_2H_2 and C_2H_6 abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus* 177, 18–31. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2005.02.016>.
- Greathouse, T.K., Strong, S.B., Moses, J.L., Dowling, T.E., 2008. A radiative seasonal climate model applied to Saturn. In: *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #40*, Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 40, p. 472.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézar, B., Simon-Miller, A.A., Michael Flasar, F., 2009. Vertical and meridional distribution of ethane acetylene, and propane in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb observations. *Icarus* 203, 214–232. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2009.04.002>.
- Guerlet, S. et al., 2010. Meridional distribution of $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ and C_4H_2 in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb and nadir observations. *Icarus* 209, 682–695. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2010.03.033>.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézar, B., Flasar, F.M., Simon-Miller, A.A., 2011. Evolution of the equatorial oscillation in Saturn's stratosphere between 2005 and 2010 from Cassini/CIRS limb data analysis. *Geophys. Res. Lett.* 38, L09201, <http://dx.doi.org/10.1029/2011GL047192>.
- Halsey, G.W., Hillman, J.J., Nadler, S., Jennings, D.E., 1988. Temperature dependence of the hydrogen-broadening coefficient for the nu 9 fundamental of ethane. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 39, 429–434. [http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073\(88\)90087-8](http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073(88)90087-8).
- Hanel, R. et al., 1981. Infrared observations of the saturnian system from Voyager 1. *Science* 212, 192–200. <http://dx.doi.org/10.1126/science.212.4491.192>.
- Hanel, R.A., Conrath, B.J., Kunde, V.G., Pearl, J.C., Pirraglia, J.A., 1983. Albedo, internal heat, flux and energy balance of Saturn. *Icarus* 53, 262–285. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(83\)90147-1](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(83)90147-1).
- Hansen, J.E., Travis, L.D., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.* 16, 527–610. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00168069>.
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., Talagrand, O., 1993. Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. *J. Atmos. Sci.* 50, 3625–3640. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1993\)050<3625:MVATAS>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<3625:MVATAS>2.0.CO;2).
- Irwin, P.G.J., Calcutt, S.B., Taylor, F.W., Weir, A.L., 1996. Calculated k distribution coefficients for hydrogen- and self-broadened methane in the range 2000–9500 cm^{-1} from exponential sum fitting to band-modelled spectra. *J. Geophys. Res.* 101, 26137–26154. <http://dx.doi.org/10.1029/96JE02707>.
- Karkoschka, E., Tomasko, M.G., 1993. Saturn's upper atmospheric hazes observed by the Hubble Space Telescope. *Icarus* 106, 428–441. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1993.1183>.
- Karkoschka, E., Tomasko, M., 2005. Saturn's vertical and latitudinal cloud structure 1991–2004 from HST imaging in 30 filters. *Icarus* 179, 195–221. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2005.05.016>.
- Karkoschka, E., Tomasko, M.G., 2010. Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, Huygens, and HST data. *Icarus* 205, 674–694. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2009.07.044>.
- Leconte, J. et al., 2013a. 3D climate modeling of close-in land planets: Circulation patterns, climate moist bistability, and habitability. *Astron. Astrophys.* 554, A69. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321042>.
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, R., Pottier, A., 2013b. Increased insolation threshold for runaway greenhouse processes on Earth-like planets. *Nature* 504, 268–271. <http://dx.doi.org/10.1038/nature12827>.
- Lian, Y., Showman, A.P., 2010. Generation of equatorial jets by large-scale latent heating on the giant planets. *Icarus* 207, 373–393. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2009.10.006>.
- Li, L. et al., 2010. Saturn's emitted power. *J. Geophys. Res.* 115, E11002. <http://dx.doi.org/10.1029/2010JE003631>.
- Liu, J., Schneider, T., 2010. Mechanisms of jet formation on the giant planets. *J. Atmos. Sci.* 67, 3652–3672. <http://dx.doi.org/10.1175/2010JAS4921>.
- Madeleine, J.-B., Forget, F., Millour, E., Navarro, T., Spiga, A., 2012. The influence of radiatively active water ice clouds on the martian climate. *Geophys. Res. Lett.* 39, L23202. <http://dx.doi.org/10.1029/2012GL053564>.
- Margolis, J.S., 1993. Measurement of hydrogen-broadened methane lines in the ν_4 band at 296 and 200 K. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 50, 431–441. [http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073\(93\)90073-Q](http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073(93)90073-Q).
- Morales-Juberías, R., Sánchez-Lavega, A., Dowling, T.E., 2003. EPIC simulations of the merger of Jupiter's White Ovals BE and FA: Altitude-dependent behavior. *Icarus* 166, 63–74. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2003.08.009>.
- Moses, J.L., Bézar, B., Lellouch, E., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000. Photochemistry of Saturn's atmosphere. I. Hydrocarbon chemistry and comparisons with ISO observations. *Icarus* 143, 244–298. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6270>.
- Muñoz, O., Moreno, F., Molina, A., Grodent, D., Gérard, J.C., Dols, V., 2004. Study of the vertical structure of Saturn's atmosphere using HST/WFPC2 images. *Icarus* 169, 413–428. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2003.12.018>.
- Orton, G.S. et al., 2008. Semi-annual oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures. *Nature* 453, 196–199. <http://dx.doi.org/10.1038/nature06897>.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., 2006. Solar flux in Saturn's atmosphere: Penetration and heating rates in the aerosol and cloud layers. *Icarus* 180, 368–378. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2005.10.009>.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., French, R.G., Rojas, J.F., 2005. Saturn's cloud structure and temporal evolution from ten years of Hubble Space Telescope images (1994–2003). *Icarus* 176, 155–174. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2005.01.014>.
- Robinson, T.D., Catling, D.C., 2014. Common 0.1 bar tropopause in thick atmospheres set by pressure-dependent infrared transparency. *Nat. Geosci.* 7, 12–15. <http://dx.doi.org/10.1038/ngeo2020>.
- Roman, M.T., Banfield, D., Gierasch, P.J., 2013. Saturn's cloud structure inferred from Cassini ISS. *Icarus* 225, 93–110. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2013.03.015>.
- Rothman, L.S. et al., 2013. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 130, 4–50. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.07.002>.
- Sayanagi, K.M., Dyudina, U.A., Ewald, S.P., Fischer, G., Ingersoll, A.P., Kurth, W.S., Muro, G.D., Porco, C.C., West, R.A., 2013. Dynamics of Saturn's great storm of 2010–2011 from Cassini ISS and RPWS. *Icarus* 223, 460–478. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2012.12.013>.
- Schinder, P.J. et al., 2011. Saturn's equatorial oscillation: Evidence of descending thermal structure from Cassini radio occultations. *Geophys. Res. Lett.* 38, L08205. <http://dx.doi.org/10.1029/2011GL047191>.
- Sinclair, J.A., Irwin, P.G.J., Fletcher, L.N., Moses, J.L., Greathouse, T.K., Friedson, A.J., Hesman, B., Hurley, J., Merlet, C., 2013. Seasonal variations of temperature, acetylene and ethane in Saturn's atmosphere from 2005 to 2010, as observed by Cassini-CIRS. *Icarus* 225, 257–271. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2013.03.011>.
- Toon, O.B., McKay, C.P., Ackerman, T.P., Santhanam, K., 1989. Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple

- scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.* 94, 16287–16301. <http://dx.doi.org/10.1029/JD094iD13p16287>.
- Wordsworth, R., Forget, F., Eymet, V., 2010a. Infrared collision-induced and far-line absorption in dense CO₂ atmospheres. *Icarus* 210, 992–997. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2010.06.010>.
- Wordsworth, R.D., Forget, F., Selsis, F., Madeleine, J.-B., Millour, E., Eymet, V., 2010b. Is Gliese 581d habitable? Some constraints from radiative–convective climate modeling. *Astron. Astrophys.* 522, A22. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201015053>.
- Wordsworth, R.D., Forget, F., Selsis, F., Millour, E., Charnay, B., Madeleine, J.-B., 2011. Gliese 581d is the first discovered terrestrial-mass exoplanet in the habitable zone. *Astrophys. J.* 733, L48. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/733/2/L48>.

Communications en premier auteur

Communications avec actes

- **Étude des changements saisonniers dans la stratosphère de Saturne grâce aux données Cassini/CIRS**, oral, Colloque du Programme National de Planétologie, Paris (France) - Octobre 2014
- **Seasonal changes in Saturn's stratosphere from Cassini/CIRS observations**, oral, *European Planetary Sciences Congress 2014*, Cascais (Portugal) - Septembre 2014
- **Seasonal variations in Saturn's stratosphere from Cassini/CIRS observations**, poster, *Saturn Science Conference : Saturn in the 21st century*, Madison (États-Unis) - Août 2014
- **Seasonal changes in Saturn's stratosphere from Cassini/CIRS data**, oral, *Division for Planetary Sciences - 45th Annual Meeting*, Denver (États-Unis) - Octobre 2013
- **Seasonal temperature variations in Saturn's stratosphere**, poster, *European Planetary Sciences Congress 2013*, Londres (Royaume-Uni) - Septembre 2013

Autres communications

- Présentations aux réunions d'équipe CIRS (Septembre 2013, Mars 2014, Septembre 2014)
- Poster présenté à l'école d'été HiResMIR@CAES-Frejus2013, Fréjus (France) - Juin 2013
- Séminaire au pôle Planétologie du LESIA (Janvier 2015)

- Présentations à Elbereth 2013 et 2014 (conférence des doctorants de l'École Doctorale 127)
- Présentations aux Journées des Thèses du LESIA 2013, 2014 et 2015
- Présentations aux Journées des Doctorants du LMD 2013 et 2015

Autres activités

Au cours de ma thèse, en plus de mon travail de recherche, j’ai effectué d’autres activités auxquelles j’ai consacré environ un sixième de mon temps de travail et qui ont contribué à ma formation doctorale. Je les détaillerai dans cette annexe.

Mission d’observation à l’IRTF

En avril 2015, j’ai participé à une mission d’observations sur le télescope NASA IRTF, à l’Observatoire du Mauna Kea, à Hawaï. Le but de ces observations était de réaliser des cartes de température dans la stratosphère de Saturne, dans la zone équatoriale, de façon à caractériser les ondes à ces latitudes (proposal 2015A017, PI : Sandrine Guerlet). En effet, on suppose que l’oscillation équatoriale de Saturne ([Fouchet et al. 2008](#); [Orton et al. 2008](#); [Guerlet et al. 2011](#)) résulte d’interactions entre des ondes et l’écoulement moyen. Une carte de température à l’équateur permet de mesurer les longueurs d’onde verticales et horizontales de ces ondes, d’étudier leur propagation ainsi que l’origine de l’oscillation équatoriale. Ces observations ont été réalisées à l’aide de TEXES (Texas Echelon Cross Echelle Spectrograph, [Lacy et al. \(2002\)](#)), un spectrographe à haute résolution dans l’infrarouge moyen. La température est mesurée à partir de l’émission de la branche P de la bande ν_4 du méthane (1245 cm^{-1}) et de celle de la bande ν_9 de l’éthane (820 cm^{-1}). Ces observations ont duré quatre demi-nuits. Leurs résultats sont en cours d’analyse.

Bien que ces observations ne soient pas en rapport direct avec ma thèse, elles furent très instructives pour moi. En effet, j’ai effectué ces observations en compagnie de Thomas Greathouse et de Curtis DeWitt qui m’ont beaucoup appris sur le déroulement des observations (notamment les différentes techniques employées), le télescope et l’instrument utilisés. Cette expérience me sera sans doute utile par la suite, puisque les observations au sol sont un outil incontournable pour l’étude des atmosphères plané-

taires. J'ai également beaucoup apprécié le fait de pouvoir acquérir de nouvelles données sur l'atmosphère de Saturne, d'assister à d'autres observations (observations de l'atmosphère de Jupiter) durant les première moitié de nuit et de me trouver sur un site astronomique exceptionnel où il y a tant de grands télescopes (CFHT, Subaru, Keck, etc.) sous un magnifique ciel étoilé.

Mission d'enseignement à l'UPMC

Durant ma thèse, j'ai effectué une mission doctorale d'enseignement de trois ans à l'Université Pierre et Marie Curie. Pendant trois semestres, j'ai encadré des TP d'informatique à destination d'étudiants en M1 Physique et M1 Sciences de l'Environnement. Dans cette UE, j'ai enseigné la programmation en C et en Fortran, ainsi que l'utilisation d'Unix. J'ai participé à la rédaction et à la correction des TP, contrôles et examens. J'ai effectué 3 fois 42 h d'enseignement dans cette UE.

J'ai également encadré des TD de sciences de l'atmosphère (LP211) à destination de d'étudiants en L2 de Physique. Cette UE aborde les différentes notions intervenant dans l'étude des atmosphères (transfert radiatif, chimie et dynamique atmosphériques...). Au cours du semestre, les étudiants doivent réaliser un dossier où ils présentent leurs recherches sur un sujet de leur choix. Il m'a donc fallu superviser le choix du sujet, l'avancement et l'orientation de leurs recherches, et évaluer leurs rapports et exposés oraux. J'ai aussi rédigé des sujets de contrôles et corrigé des copies. J'ai enseigné dans cette UE pendant 2 semestres, ce qui correspond à 2 fois 36 h d'enseignement.

Ce n'était pas ma première expérience d'enseignement car j'avais déjà donné quelques cours particuliers. Cette mission m'a néanmoins permis de découvrir les particularités de l'enseignement à un classe : la préparation des cours, l'adaptation aux différents niveaux des étudiants, la prise en compte des difficultés individuelles de certains étudiants (arrivée en cours de semestre, difficultés avec le français, maladie...) et la gestion des relations professeur-étudiant. Les premières heures d'enseignement étaient un peu intimidantes car il faut passer subitement d'étudiant à professeur et apprendre « sur le tas ». Cependant, cette expérience fut extrêmement enrichissante sur le plan professionnel et humain.

Formations

Dans le cadre de ma thèse, j'ai suivi différents modules de formation post-master de l'ED 127 :

- *Formation au modèle LMDZ* (15h), novembre 2012
- École d'été *HiResMIR@CAES-Frejus2013* (30h), juin 2013
- *Initiation à l'observatoire virtuel* (15h), mars 2014

et pour ma mission d'enseignement à l'Université Pierre et Marie Curie :

- *Préparation à l'enseignement en Physique* (1 jour et demi), janvier 2013
- *Enseigner avec aisance grâce au théâtre* niveaux 1 et 2 (3 jours chacun), mars 2013 et janvier 2014
- *Gestion du temps* (1 jour), mars 2014
- *Dynamique de groupe* (2 jours), juillet 2014

Représentante des étudiants au CHSCT

J'ai été représentante des étudiants au CHSCT (Comité Hygiène Sécurité et Conditions de Travail) de l'Observatoire de Paris de février 2013 à décembre 2014. Ce comité permet de traiter les différents problèmes qui peuvent être rencontrés sur son lieu de travail : les problèmes de locaux (du chauffage au problèmes de sécurité), ceux liés à l'utilisation d'équipements potentiellement dangereux dans le cadre professionnel (lasers, produits chimiques...) ou encore les risques psychosociaux (stress, isolement, harcèlement, etc.). En étant membre de ce comité, j'ai pu découvrir les différents problèmes pouvant être rencontrés sur son lieu de travail en général et dans un établissement tel que l'Observatoire, avec ses contraintes particulières (par exemple, les sites et bâtiments historiques de Paris et Meudon). Cela m'a également permis de mieux connaître le fonctionnement de l'Observatoire. Ce fut parfois fastidieux (à cause de l'abondance de termes techniques et de documents officiels) mais j'ai tout de même trouvé mon rôle de représentante des étudiants intéressant. En effet, lors des réunions, les trois autres représentants étudiants et moi-même avons présenté aux autres membres le point de vue des étudiants sur les différents points abordés. Je me suis également efforcée de sensibiliser les étudiants, en particulier les doctorants aux problématiques liées à leur cadre de travail. En effet, à cause de leur statut particulier (étudiant ou étudiant-salarié), ils méconnaissent souvent leurs droits (par exemple le droit à la médecine du travail) et les risques auxquels nous pouvons tous être exposés. Avec les autres représentants étudiants, nous avons donc communiqué avec eux à ce sujet, en leur communiquant les informations susceptibles de les intéresser par mail et en sollicitant leur avis et leurs questions avant les réunions du CHSCT.

Bibliographie

- Achterberg, R. K. and Flasar, F. M. (1996). Planetary-Scale Thermal Waves in Saturn's Upper Troposphere. *Icarus*, 119 :350–369.
- Adel, A. and Slipher, V. M. (1934). The Constitution of the Atmospheres of the Giant Planets. *Physical Review*, 46 :902–906.
- Anderson, J. D. and Schubert, G. (2007a). Saturn's Gravitational Field, Internal Rotation, and Interior Structure. *Science*, 317 :1384–.
- Anderson, J. D. and Schubert, G. (2007b). Saturn's satellite Rhea is a homogeneous mix of rock and ice. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :2202.
- Atreya, S. K. and Wong, A.-S. (2005). Coupled Clouds and Chemistry of the Giant Planets - A Case for Multiprobes. *Space Sci. Rev.*, 116 :121–136.
- Bézard, B. and Gautier, D. (1985). A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the Voyager encounter time. I - Saturn's stratosphere. *Icarus*, 61 :296–310.
- Barnet, C. D., Beebe, R. F., and Conrath, B. J. (1992). A seasonal radiative-dynamic model of Saturn's troposphere. *Icarus*, 98 :94–107.
- Bézard, B. (1986). *Varations saisonnières de la structure thermique et composition chimique de Jupiter, Saturne et Uranus*. PhD thesis, Université Paris 7.
- Bird, M. K., Allison, M., Asmar, S. W., Atkinson, D. H., Avruch, I. M., Dutta-Roy, R., Dzierma, Y., Edenhofer, P., Folkner, W. M., Gurvits, L. I., Johnston, D. V., Plettemeier, D., Pogrebenko, S. V., Preston, R. A., and Tyler, G. L. (2005). The vertical profile of winds on Titan. *Nature*, 438 :800–802.
- Blanquet, G., Walrand, J., and Dang-Nhu, M. (1992). Absolute line intensities of the ν_9 band of propyne at 15.5 μm . *Spectrochimica Acta Part A : Molecular Spectroscopy*, 48 :1231–1233.
- Borysow, A. and Frommhold, L. (1986). Theoretical collision-induced rototranslational absorption spectra for the outer planets - H₂-CH₄ pairs. *ApJ*, 304 :849–865.
- Borysow, J., Frommhold, L., and Birnbaum, G. (1988). Collision-induced rototranslational absorption spectra of H₂-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *ApJ*, 326 :509–515.

- Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., and Birnbaum, G. (1985). Modeling of pressure-induced far-infrared absorption spectra Molecular hydrogen pairs. *ApJ*, 296 :644–654.
- Carbary, J. F. and Mitchell, D. G. (2014). Keogram analysis of ENA images at Saturn. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119 :1771–1780.
- Carlson, B. E., Caldwell, J., and Cess, R. D. (1980). A model of Saturn’s seasonal stratosphere at the time of the Voyager encounters. *Journal of Atmospheric Sciences*, 37 :1883–1885.
- Cess, R. D. and Caldwell, J. (1979). A Saturnian stratospheric seasonal climate model. *Icarus*, 38 :349–357.
- Charnay, B., Forget, F., Wordsworth, R., Leconte, J., Millour, E., Codron, F., and Spiga, A. (2013). Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3-D GCM. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118 :10414.
- Choi, D. S., Showman, A. P., and Brown, R. H. (2009). Cloud features and zonal wind measurements of Saturn’s atmosphere as observed by Cassini/VIMS. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :4007.
- Colwell, J. E., Esposito, L. W., Jerousek, R. G., Sremčević, M., Pettis, D., and Bradley, E. T. (2010). Cassini UVIS Stellar Occultation Observations of Saturn’s Rings. *AJ*, 140 :1569–1578.
- Conor A. Nixon, Monte S. Kaelberer, N. G. and Team, T. C. I. (2012). Cirs user guide. Technical report, NASA GSFC.
- Conrath, B. J. and Gautier, D. (2000). Saturn Helium Abundance : A Reanalysis of Voyager Measurements. *Icarus*, 144 :124–134.
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Leroy, S. S. (1990). Temperature and circulation in the stratosphere of the outer planets. *Icarus*, 83 :255–281.
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Ustinov, E. A. (1998). Thermal Structure and Para Hydrogen Fraction on the Outer Planets from Voyager IRIS Measurements. *Icarus*, 135 :501–517.
- Courant, R., Friedrichs, K., and Lewy, H. (1928). Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100 :32–74.
- Desch, M. D. and Kaiser, M. L. (1981). Voyager measurement of the rotation period of Saturn’s magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, 8 :253–256.
- Dowling, T. E., Fischer, A. S., Gierasch, P. J., Harrington, J., LeBeau, R. P., and Santori, C. M. (1998). The Explicit Planetary Isentropic-Coordinate (EPIC) Atmospheric Model. *Icarus*, 132 :221–238.
- Esposito, L. W., Ocallaghan, M., Simmons, K. E., Hord, C. W., West, R. A., Lane, A. L., Pomphrey, R. B., Coffeen, D. L., and Sato, M. (1983). Voyager photopolarimeter stellar occultation of Saturn’s rings. *J. Geophys. Res.*, 88 :8643–8649.

- Festou, M. C. and Atreya, S. K. (1982). Voyager ultraviolet stellar occultation measurements of the composition and thermal profiles of the Saturnian upper atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 9 :1147–1150.
- Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Pearl, J. C., Bjoraker, G. L., Jennings, D. E., Romani, P. N., Simon-Miller, A. A., Kunde, V. G., Nixon, C. A., Bézard, B., Orton, G. S., Spilker, L. J., Spencer, J. R., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Owen, T. C., Brasunas, J., Segura, M. E., Carlson, R. C., Mamoutkine, A., Gierasch, P. J., Schinder, P. J., Showalter, M. R., Ferrari, C., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Fouchet, T., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Strobel, D. F., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Bowles, N., Samuelson, R. E., Abbas, M. M., Raulin, F., Ade, P., Edgington, S., Pilorz, S., Wallis, B., and Wishnow, E. H. (2005). Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System. *Science*, 307 :1247–1251.
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Abbas, M. M., Achterberg, R. K., Ade, P., Barucci, A., Bézard, B., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Calcutt, S., Carlson, R., Césarsky, C. J., Conrath, B. J., Coradini, A., Courtin, R., Coustenis, A., Edberg, S., Edgington, S., Ferrari, C., Fouchet, T., Gautier, D., Gierasch, P. J., Grossman, K., Irwin, P., Jennings, D. E., Lellouch, E., Mamoutkine, A. A., Marten, A., Meyer, J. P., Nixon, C. A., Orton, G. S., Owen, T. C., Pearl, J. C., Prangé, R., Raulin, F., Read, P. L., Romani, P. N., Samuelson, R. E., Segura, M. E., Showalter, M. R., Simon-Miller, A. A., Smith, M. D., Spencer, J. R., Spilker, L. J., and Taylor, F. W. (2004). Exploring The Saturn System In The Thermal Infrared : The Composite Infrared Spectrometer. *Space Sci. Rev.*, 115 :169–297.
- Flasar, F. M., Schinder, P. J., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Cassini/CIRS Investigation Team, and Cassini/RSS Team (2008). On Combining Thermal-infrared And Radio-occultation Data Of Saturn’s And Titan’s Atmospheres. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #40*, volume 40 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 495.
- Flasar, F. M., Schinder, P. J., Guerlet, S., and Fouchet, T. (2011). Wave Forcing of Saturn’s Equatorial Oscillation. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page H8.
- Fletcher, L. N., Achterberg, R. K., Greathouse, T. K., Orton, G. S., Conrath, B. J., Simon-Miller, A. A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P. G. J., and Flasar, F. M. (2010). Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004-2009. *Icarus*, 208 :337–352.
- Fletcher, L. N., Baines, K. H., Momary, T. W., Showman, A. P., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., Roos-Serote, M., and Merlet, C. (2011a). Saturn’s tropospheric composition and clouds from Cassini/VIMS 4.6-5.1 μm nightside spectroscopy. *Icarus*, 214 :510–533.
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Achterberg, R. K., Irwin, P. G. J., Bjoraker, G., Gorius, N., Hurley, J., Sinclair, J., Orton, G. S., Legarreta, J., García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., and Flasar, F. M. (2012). The origin and evolution of Saturn’s 2011-2012 stratospheric vortex. *Icarus*, 221 :560–586.
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Irwin, P. G. J., Baines, K. H., Momary, T. W., Sanchez-Lavega, A., Flasar, F. M., Read, P. L., Orton, G. S., Simon-Miller, A., Hueso, R.,

- Bjoraker, G. L., Mamoutkine, A., del Rio-Gaztelurrutia, T., Gomez, J. M., Buratti, B., Clark, R. N., Nicholson, P. D., and Sotin, C. (2011b). Thermal Structure and Dynamics of Saturn's Northern Springtime Disturbance. *Science*, 332 :1413–.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Bjoraker, G. L., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., Howett, C., de Kok, R., Bowles, N., Calcutt, S. B., Hesman, B., and Flasar, F. M. (2008). Temperature and Composition of Saturn's Polar Hot Spots and Hexagon. *Science*, 319 :79–.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Sinclair, J. A., Orton, G. S., Giles, R. S., Hurley, J., Gorius, N., Achterberg, R. K., Hesman, B. E., and Bjoraker, G. L. (2015). Seasonal evolution of Saturn's polar temperatures and composition. *Icarus*, 250 :131–153.
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Orton, G. S., Parrish, P. D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S. B., Bowles, N., and Taylor, F. W. (2007). Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus*, 189 :457–478.
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., and Bjoraker, G. L. (2009). Methane and its isotopologues on Saturn from Cassini/CIRS observations. *Icarus*, 199 :351–367.
- Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Huot, J.-P. (1999). Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *J. Geophys. Res.*, 104 :24155–24176.
- Forget, F. and Leconte, J. (2014). Possible climates on terrestrial exoplanets. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 372 :30084.
- Forget, F., Vangvichith, M., and Bertrand, T. (2014). What will Pluto's atmosphere look like? Predictions from a Global Climate Model including the methane cycle. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page 8.
- Fortney, J. J., Baraffe, I., and Militzer, B. (2010). *Giant Planet Interior Structure and Thermal Evolution*, pages 397–418.
- Fortney, J. J. and Hubbard, W. B. (2003). Phase separation in giant planets : inhomogeneous evolution of Saturn. *Icarus*, 164 :228–243.
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., Simon-Miller, A. A., Bézard, B., and Flasar, F. M. (2008). An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature*, 453 :200–202.
- French, R. G. and Gierasch, P. J. (1974). Waves in the Jovian Upper Atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31 :1707–1712.
- Friedson, A. J. and Moses, J. I. (2012). General circulation and transport in Saturn's upper troposphere and stratosphere. *Icarus*, 218 :861–875.
- Fu, Q. and Liou, K. N. (1992). On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. *Journal of Atmospheric Sciences*, 49 :2139–2156.

- García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Legarreta, J., Perez-Hoyos, S., and Hueso, R. (2010). A strong high altitude narrow jet detected at Saturn's equator. *Geophys. Res. Lett.*, 37 :22204.
- Godfrey, D. A. (1988). A hexagonal feature around Saturn's North Pole. *Icarus*, 76 :335–356.
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Griffith, C. A., and Richter, M. J. (2005). Meridional variations of temperature, C_2H_2 and C_2H_6 abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus*, 177 :18–31.
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Richter, M. J., and Knez, C. (2006). The first detection of propane on Saturn. *Icarus*, 181 :266–271.
- Greathouse, T. K., Strong, S. B., Moses, J. I., and Dowling, T. E. (2008). A Radiative Seasonal Climate Model Applied to Saturn. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #40*, volume 40 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 472.
- Griffith, C. A., Bézard, B., Greathouse, T., Lellouch, E., Lacy, J., Kelly, D., and Richter, M. J. (2004). Meridional transport of HCN from SL9 impacts on Jupiter. *Icarus*, 170 :58–69.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Flasar, F. M., and Simon-Miller, A. A. (2011). Evolution of the equatorial oscillation in Saturn's stratosphere between 2005 and 2010 from Cassini/CIRS limb data analysis. *Geophys. Res. Lett.*, 38 :9201.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A. A., and Michael Flasar, F. (2009). Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb observations. *Icarus*, 203 :214–232.
- Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., Indurain, M., Fouchet, T., Leconte, J., Millour, E., Wordsworth, R., Capderou, M., Bézard, B., and Forget, F. (2014). Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part I : Evaluation of the radiative transfer model. *Icarus*, 238 :110–124.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A. M., Averkamp, T. F., Cecconi, B., Lecacheux, A., Zarka, P., Canu, P., Cornilleau-Wehrlin, N., Galopeau, P., Roux, A., Harvey, C., Louarn, P., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Desch, M. D., Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Goetz, K., Kellogg, P. J., Fischer, G., Ladreiter, H.-P., Rucker, H., Alleyne, H., and Pedersen, A. (2005). Radio and Plasma Wave Observations at Saturn from Cassini's Approach and First Orbit. *Science*, 307 :1255–1259.
- Gurnett, D. A., Lecacheux, A., Kurth, W. S., Persoon, A. M., Groene, J. B., Lamy, L., Zarka, P., and Carbary, J. F. (2009). Discovery of a north-south asymmetry in Saturn's radio rotation period. *Geophys. Res. Lett.*, 36 :16102.
- Hanel, R., Conrath, B., Flasar, F. M., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J. C., Pirraglia, J., Samuelson, R., Herath, L., Allison, M., Cruikshank, D. P., Gautier, D., Gierasch, P. J., Horn, L., Koppany, R., and Ponnampereuma, C. (1981). Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1. *Science*, 212 :192–200.

- Hanel, R. A., Conrath, B. J., Kunde, V. G., Pearl, J. C., and Pirraglia, J. A. (1983). Albedo, internal heat flux, and energy balance of Saturn. *Icarus*, 53 :262–285.
- Harrington, J., French, R. G., and Matcheva, K. (2010). The 1998 November 14 Occultation of GSC 0622-00345 by Saturn. II. Stratospheric Thermal Profile, Power Spectrum, and Gravity Waves. *ApJ*, 716 :404–416.
- Hesman, B. E., Jennings, D. E., Sada, P. V., Bjoraker, G. L., Achterberg, R. K., Simon-Miller, A. A., Anderson, C. M., Boyle, R. J., Nixon, C. A., Fletcher, L. N., and McCabe, G. H. (2009). Saturn’s latitudinal C₂H₂ and C₂H₆ abundance profiles from Cassini/CIRS and ground-based observations. *Icarus*, 202 :249–259.
- Hourdin, F., Forget, F., and Talagrand, O. (1993a). The annual pressure cycle on Mars : Results from the LMD Martian atmospheric general circulation model. In Barnes, J. R. and Haberle, R. M., editors, *Atmospheric Transport on Mars*, pages 16–17.
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993b). Meteorological Variability and the Annual Surface Pressure Cycle on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50 :3625–3640.
- Hourdin, F., Levan, P., Talagrand, O., Courtin, R., Gautier, D., and McKay, C. P. (1992). Numerical simulation of the circulation of the atmosphere of Titan. In Kaldeich, B., editor, *Symposium on Titan*, volume 338 of *ESA Special Publication*, pages 101–106.
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Krinner, G., Levan, P., Li, Z.-X., and Lott, F. (2006). The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27 :787–813.
- Hourdin, F., Talagrand, O., Menou, K., Fournier, R., Dufresne, J.-L., Gautier, D., Courtin, R., Bzard, B., and McKay, C. P. (1996). Numerical Modelling of the Circulation of Superrotating Atmospheres : Venus and Titan. In Guyenne, T.-D. and Hilgers, A., editors, *Environment Modeling for Space-Based Applications*, volume 392 of *ESA Special Publication*, page 329.
- Hourdin, F., Talagrand, O., Sadourny, R., Courtin, R., Gautier, D., and McKay, C. P. (1995). Numerical simulation of the general circulation of the atmosphere of Titan. *Icarus*, 117 :358–374.
- Howett, C. J. A., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Simon-Miller, A., Calcutt, S. B., Fletcher, L. N., and de Kok, R. (2007). Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in the southern hemisphere of the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements. *Icarus*, 190 :556–572.
- Hubbard, W. B., Porco, C. C., Hunten, D. M., Rieke, G. H., Rieke, M. J., McCarthy, D. W., Haemmerle, V., Haller, J., McLeod, B., Lebofsky, L. A., Marcialis, R., Holberg, J. B., Landau, R., Carrasco, L., Elias, J., Buie, M. W., Dunham, E. W., Persson, S. E., Boroson, T., West, S., French, R. G., Harrington, J., Elliot, J. L., Forrest, W. J., Pipher, J. L., Stover, R. J., Brahic, A., and Grenier, I. (1997). Structure of Saturn’s Mesosphere from the 28 SGR Occultations. *Icarus*, 130 :404–425.

- Hue, V., Cavalié, T., Dobrijevic, M., Hersant, F., and Greathouse, T. K. (2015). 2D photochemical modeling of Saturn's stratosphere. Part I : Seasonal variation of atmospheric composition without meridional transport. *Icarus*, 257 :163–184.
- Humlíček, J. (1982). Optimized computation of the Voigt and complex probability functions. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 27 :437–444.
- Huygens, C. (1659). *Systema Saturnium*.
- Irwin, P. G. J. (2009). *Giant Planets of Our Solar System*.
- Jacobson, R. A., Antreasian, P. G., Bordi, J. J., Criddle, K. E., Ionasescu, R., Jones, J. B., Mackenzie, R. A., Meek, M. C., Parcher, D., Pelletier, F. J., Owen, Jr., W. M., Roth, D. C., Roundhill, I. M., and Stauch, J. R. (2006). The Gravity Field of the Saturnian System from Satellite Observations and Spacecraft Tracking Data. *AJ*, 132 :2520–2526.
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., Crépeau, L., Armante, R., Capelle, V., Orphal, J., Coustenis, A., Boone, C., Poulet-Crovisier, N., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Chance, K., Christidis, N., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V., Daumont, L., De Backer-Barilly, M. R., Di Lonardo, G., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Hurley, M. D., Jacquemart, D., Kleiner, I., Köpke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Pinnock, S., Régalia-Jarlot, L., Rinsland, C. P., Rublev, A., Schreier, F., Schult, L., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., and Wagner, G. (2008). The GEISA spectroscopic database : Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 109 :1043–1059.
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., Garceran, K., Armante, R., Chursin, A. A., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V., Daumont, L., Debacker-Barilly, M. R., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Jacquemart, D., Köpke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Régalia-Jarlot, L., Rublev, A., Schreier, F., Schult, I., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., and Wagner, G. (2005). The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 95 :429–467.
- Jolly, A., Fayt, A., Benilan, Y., Jacquemart, D., Nixon, C. A., and Jennings, D. E. (2010). The ν_8 Bending Mode of Diacetylene : From Laboratory Spectroscopy to the Detection of ^{13}C Isotopologues in Titan's Atmosphere. *ApJ*, 714 :852–859.
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. (2005). Saturn's vertical and latitudinal cloud structure 1991–2004 from HST imaging in 30 filters. *Icarus*, 179 :195–221.
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. G. (1993). Saturn's upper atmospheric hazes observed by the Hubble Space Telescope. *Icarus*, 106 :428.
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. G. (2010). Methane absorption coefficients for the jovian planets from laboratory, Huygens, and HST data. *Icarus*, 205 :674–694.

- Kliore, A. J., Patel, I. R., Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., Hotz, H. B., Waite, J. H., and McDonough, T. (1980). Structure of the ionosphere and atmosphere of Saturn from Pioneer 11 Saturn radio occultation. *J. Geophys. Res.*, 85 :5857–5870.
- Koskinen, T. T., Sandel, B. R., Yelle, R. V., Capalbo, F. J., Holsclaw, G. M., McClintock, W. E., and Edgington, S. (2013). The density and temperature structure near the exobase of Saturn from Cassini UVIS solar occultations. *Icarus*, 226 :1318–1330.
- Kuiper, G. P. (1947). Infrared Spectra of Planets. *ApJ*, 106 :251.
- Lacy, J. H., Richter, M. J., Greathouse, T. K., Jaffe, D. T., and Zhu, Q. (2002). TEXES : A Sensitive High-Resolution Grating Spectrograph for the Mid-Infrared. *PASP*, 114 :153–168.
- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Fournier, R., and Dufresne, J.-L. (2005). A new Venus General Circulation Model, in the context of the Venus-Express mission. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #37*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 742.
- Leconte, J. and Chabrier, G. (2013). Layered convection as the origin of Saturn’s luminosity anomaly. *Nature Geoscience*, 6 :347–350.
- Lellouch, E., Bézard, B., Fouchet, T., Feuchtgruber, H., Encrenaz, T., and de Graauw, T. (2001). The deuterium abundance in Jupiter and Saturn from ISO-SWS observations. *A&A*, 370 :610–622.
- Lian, Y. and Showman, A. P. (2010). Generation of equatorial jets by large-scale latent heating on the giant planets. *Icarus*, 207 :373–393.
- Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., and Eshleman, V. R. (1985). The atmosphere of Saturn - an analysis of the Voyager radio occultation measurements. *AJ*, 90 :1136–1146.
- Lissauer, J. J. and de Pater, I. (2013). *Fundamental Planetary Science*.
- Liu, J. and Schneider, T. (2010). Mechanisms of Jet Formation on the Giant Planets. *Journal of Atmospheric Sciences*, 67 :3652–3672.
- Matcheva, K. I. and Barrow, D. J. (2012). Small-scale variability in Saturn’s lower ionosphere. *Icarus*, 221 :525–543.
- Matcheva, K. I. and Strobel, D. F. (1999). Heating of Jupiter’s Thermosphere by Dissipation of Gravity Waves Due to Molecular Viscosity and Heat Conduction. *Icarus*, 140 :328–340.
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20 :851–875.
- Menzel, D. H., Coblentz, W. W., and Lampland, C. O. (1926). Planetary Temperatures Derived from Water-Cell Transmissions. *ApJ*, 63 :177–187.
- Mitchell, C. J., Porco, C. C., Dones, H. L., and Spitale, J. N. (2013). The behavior of spokes in Saturn’s B ring. *Icarus*, 225 :446–474.

- Morales-Juberías, R., Sayanagi, K. M., Dowling, T. E., and Ingersoll, A. P. (2011). Emergence of polar-jet polygons from jet instabilities in a Saturn model. *Icarus*, 211 :1284–1293.
- Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., and Biraud, Y. (2003). Long-term evolution of CO, CS and HCN in Jupiter after the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. *Planet. Space Sci.*, 51 :591–611.
- Moses, J. and Vervack, Jr., R. J. (2006). Saturn’s Upper Atmospheric Structure : Forward Modeling and Comparison with a Reanalysis of the Voyager UVS Occultation Data. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 500.
- Moses, J. I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G. R., Feuchtgruber, H., and Allen, M. (2000). Photochemistry of Saturn’s Atmosphere. I. Hydrocarbon Chemistry and Comparisons with ISO Observations. *Icarus*, 143 :244–298.
- Moses, J. I. and Greathouse, T. K. (2005). Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn : Comparison with infrared data from IRTF/TEXES. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :9007.
- Muñoz, O., Moreno, F., Molina, A., Grodent, D., Gérard, J. C., and Dols, V. (2004). Study of the vertical structure of Saturn’s atmosphere using HST/WFPC2 images. *Icarus*, 169 :413–428.
- Müller-Wodarg, I. C. F., Mendillo, M., Yelle, R. V., and Aylward, A. D. (2006). A global circulation model of Saturn’s thermosphere. *Icarus*, 180 :147–160.
- Orton, G. S., Fletcher, L. N., Flasar, F., Achterberg, R. K., Yanamandra-Fisher, P. A., Lewis, M., Fujiyoshi, T., Bell, J., Christian, J., and Brown, S. K. (2013). Properties of Slowly Moving Thermal Waves in Saturn from Cassini CIRS and Ground-Based Thermal Observations from 2003 to 2009. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 45 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, page 312.07.
- Orton, G. S. and Ingersoll, A. P. (1980). Saturn’s atmospheric temperature structure and heat budget. *J. Geophys. Res.*, 85 :5871–5881.
- Orton, G. S. and Yanamandra-Fisher, P. A. (2005). Saturn’s Temperature Field from High-Resolution Middle-Infrared Imaging. *Science*, 307 :696–698.
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., Friedson, A. J., Parrish, P. D., Nelson, J. F., Bauermeister, A. S., Fletcher, L., Gezari, D. Y., Varosi, F., Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Baines, K. H., Hora, J. L., Ressler, M. E., Fujiyoshi, T., Fuse, T., Hagopian, H., Martin, T. Z., Bergstrahl, J. T., Howett, C., Hoffmann, W. F., Deutsch, L. K., van Cleve, J. E., Noe, E., Adams, J. D., Kassis, M., and Tollestrup, E. (2008). Semi-annual oscillations in Saturn’s low-latitude stratospheric temperatures. *Nature*, 453 :196–199.
- Pekkala, K., Graner, G., Wlodarczak, G., Demaison, J., and Koput, J. (1991). A global treatment of the $v_9 = 1$ and $v_{10} = 2$ vibrational levels of propyne. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 149 :214–229.

- Pérez-Hoyos, S. and Sánchez-Lavega, A. (2006). Solar flux in Saturn's atmosphere : Penetration and heating rates in the aerosol and cloud layers. *Icarus*, 180 :368–378.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., French, R. G., and Rojas, J. F. (2005). Saturn's cloud structure and temporal evolution from ten years of Hubble Space Telescope images (1994–2003). *Icarus*, 176 :155–174.
- Provan, G., Lamy, L., Cowley, S. W. H., and Dougherty, M. K. (2014). Planetary period oscillations in Saturn's magnetosphere : Comparison of magnetic oscillations and SKR modulations in the postequinox interval. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119 :7380–7401.
- Read, P. L., Dowling, T. E., and Schubert, G. (2009). Saturn's rotation period from its atmospheric planetary-wave configuration. *Nature*, 460 :608–610.
- Rodgers, C. D. (2000). Inverse Methods for Atmospheric Sounding - Theory and Practice. *Inverse Methods for Atmospheric Sounding - Theory and Practice. Series : Series on Atmospheric Oceanic and Planetary Physics, ISBN : 9789812813718. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Edited by Clive D. Rodgers, vol. 2, 2.*
- Roman, M. T., Banfield, D., and Gierasch, P. J. (2013). Saturn's cloud structure inferred from Cassini ISS. *Icarus*, 225 :93–110.
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Babikov, Y., Barbe, A., Chris Benner, D., Bernath, P. F., Birk, M., Bizzocchi, L., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Chance, K., Cohen, E. A., Coudert, L. H., Devi, V. M., Drouin, B. J., Fayt, A., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Harrison, J. J., Hartmann, J.-M., Hill, C., Hodges, J. T., Jacquemart, D., Jolly, A., Lamouroux, J., Le Roy, R. J., Li, G., Long, D. A., Lyulin, O. M., Mackie, C. J., Massie, S. T., Mikhailenko, S., Müller, H. S. P., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V., Perrin, A., Polovtseva, E. R., Richard, C., Smith, M. A. H., Starikova, E., Sung, K., Tashkun, S., Tennyson, J., Toon, G. C., Tyuterev, V. G., and Wagner, G. (2013). The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 130 :4–50.
- Sanchez-Lavega, A. (2010). *An Introduction to Planetary Atmospheres*.
- Sánchez-Lavega, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Delcroix, M., Legarreta, J. J., Gómez-Forrellad, J. M., Hueso, R., García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Barrado-Navascués, D., Lillo, J., and International Outer Planet Watch Team IOPW-PVOL (2012). Ground-based observations of the long-term evolution and death of Saturn's 2010 Great White Spot. *Icarus*, 220 :561–576.
- Sánchez-Lavega, A., Río-Gaztelurrutia, T., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., García-Melendo, E., Antuñano, A., Mendikoa, I., Rojas, J. F., Lillo, J., Barrado-Navascués, D., Gomez-Forrellad, J. M., Go, C., Peach, D., Barry, T., Milika, D. P., Nicholas, P., and Wesley, A. (2014). The long-term steady motion of Saturn's hexagon and the stability of its enclosed jet stream under seasonal changes. *Geophys. Res. Lett.*, 41 :1425–1431.
- Sanchez-Lavega, A., Sromovsky, L., Showman, A., Del Genio, A. D., Young, R., Garcia-Melendo, E., Kaspi, Y., Orton, G., Barrado-Izagirre, N., Choi, D., and Barbara, J. (submitted). Zonal jets in gas giants.

- Schinder, P. J., Flasar, F. M., Marouf, E. A., French, R. G., McGhee, C. A., Kliore, A. J., Rappaport, N. J., Barbini, E., Fleischman, D., and Anabtawi, A. (2011). Saturn's equatorial oscillation : Evidence of descending thermal structure from Cassini radio occultations. *Geophys. Res. Lett.*, 38 :8205.
- Sinclair, J. A., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Greathouse, T., Guerlet, S., Hurley, J., and Merlet, C. (2014). From Voyager-IRIS to Cassini-CIRS : Interannual variability in Saturn's stratosphere? *Icarus*, 233 :281–292.
- Sinclair, J. A., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Moses, J. I., Greathouse, T. K., Friedson, A. J., Hesman, B., Hurley, J., and Merlet, C. (2013). Seasonal variations of temperature, acetylene and ethane in Saturn's atmosphere from 2005 to 2010, as observed by Cassini-CIRS. *Icarus*, 225 :257–271.
- Smith, B. A., Soderblom, L., Beebe, R. F., Boyce, J. M., Briggs, G., Bunker, A., Collins, S. A., Hansen, C., Johnson, T. V., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Carr, M. H., Cook, A. F., Cuzzi, J. N., Pollack, J. B., Danielson, G. E., Ingersoll, A. P., Davies, M. E., Hunt, G. E., Masursky, H., Shoemaker, E. M., Morrison, D., Owen, T., Sagan, C., Veverka, J., Strom, R., and Suomi, V. E. (1981). Encounter with Saturn - Voyager 1 imaging science results. *Science*, 212 :163–191.
- Smith, G. R., Shemansky, D. E., Holberg, J. B., Broadfoot, A. L., Sandel, B. R., and McConnell, J. C. (1983). Saturn's upper atmosphere from the Voyager 2 EUV solar and stellar occultations. *J. Geophys. Res.*, 88 :8667–8678.
- Sromovsky, L. A., Baines, K. H., and Fry, P. M. (2013). Saturn's Great Storm of 2010–2011 : Evidence for ammonia and water ices from analysis of VIMS spectra. *Icarus*, 226 :402–418.
- Sylvestre, M., Guerlet, S., Fouchet, T., Spiga, A., Flasar, F., Hesman, B., and Bjoraker, G. (2015). Seasonal changes in saturn's stratosphere inferred from cassini/cirs limb observations. *Icarus*, 258(0) :224 – 238.
- Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. (1989). Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 94 :16287–16301.
- Trafton, L. M. (1964). The Thermal Opacity in the Major Planets. *ApJ*, 140 :1340.
- Vangvichith, M., Forget, F., Wordsworth, R., and Millour, E. (2010). A 3-D General Circulation Model of Triton's Atmosphere. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 952.
- Vasavada, A. R., Hörst, S. M., Kennedy, M. R., Ingersoll, A. P., Porco, C. C., Del Genio, A. D., and West, R. A. (2006). Cassini imaging of Saturn : Southern hemisphere winds and vortices. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :5004.
- Yelle, R. V., Young, L. A., Vervack, R. J., Young, R., Pfister, L., and Sandel, B. R. (1996). Structure of Jupiter's upper atmosphere : Predictions for Galileo. *J. Geophys. Res.*, 101 :2149–2162.

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques physiques, orbitales et chimiques de Saturne	6
2.1	Liste et caractéristiques des données CIRS analysées au cours de cette thèse	31
3.1	Liste des molécules et des transitions prises en compte dans le modèle de transfert radiatif	51
3.2	Estimation de l'erreur sur la température mesurée	68
3.3	Estimation de l'erreur sur les abondances d'hydrocarbures mesurées . . .	68
5.1	Caractéristiques des anneaux modélisés à partir des mesures Voyager . .	103
5.2	Caractéristiques du modèle d'anneau utilisé par Friedson and Moses (2012)	107
5.3	Caractéristiques du modèle d'anneau réalisé à partir des mesures Cassini/UVIS	113
5.4	Caractéristiques des ondes détectées par Harrington et al. (2010) et taux de chauffage correspondants	124
6.1	Récapitulatif des simulations effectuées	136

Table des figures

1.1	Lien entre les changements de l'aspect de Saturne et sa position sur son orbite	4
1.2	Différence entre les latitudes planétocentriques et planétographiques. . .	7
1.3	Saturne vue par la sonde Cassini à $L_S = 303^\circ$ (mars 2005, hiver boréal). Crédits : <i>NASA/JPL/Space Science Institute</i>	7
1.4	Structure interne de Saturne	9
1.5	Structure verticale de l'atmosphère de Saturne (profil de température extrait de Moses et al. (2000)).	9
1.6	Photochimie du méthane	12
1.7	Profil méridien du vent zonal moyen et structures nuageuses dans l'hémisphère Sud	14
1.8	Hexagone polaire	14
1.9	Évolution temporelle du <i>Great White Spot</i> de 2010-2011	15
1.10	Évolution saisonnière de la température à 1 hPa (Fletcher et al. 2010) . .	16
1.11	Oscillation et ondes équatoriales	18
1.12	C_2H_6, C_2H_2 et C_3H_8 à 1 hPa (Guerlet et al. 2009)	19
1.13	Fonction de courant calculée par le modèle de Barnet et al. (1992)	20
1.14	Principe d'un GCM	21
1.15	Vitesse verticale dans la stratosphère de Saturne (Friedson and Moses 2012)	22
2.1	Vortex polaire nord	27
2.2	Plans focaux de CIRS	28
2.3	Principe des observations au limbe	30
2.4	Répartition temporelle et spatiale des observations	31
2.5	Présentation de l'apodisation	33
2.6	Exemples de spectres FP3 à $7,5\text{ cm}^{-1}$	33
2.7	Exemple de spectres FP4 à $0,25\text{ cm}^{-1}$	34
2.8	Exemples de spectres à 42°S (jeu de données ALPCMAOCC001_VIMS)	36

2.9	Correction et nouvel étalonnage des spectres FP4 à 42°S	37
2.10	Évolution du flux mesuré à 600 cm ⁻¹ pendant une séquence d'acquisition à 42°S	39
2.11	Géométrie d'observation pour les jeux de données ALPC- MAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS	40
3.1	Schéma du transfert de rayonnement en visée au limbe	43
3.2	Bandes spectrales utilisées pour les ajustements	52
3.3	Algorithme d'inversion	56
3.4	Évolution de la radiance en fonction de l'altitude	57
3.5	Exemples de kernels pour les inversions réalisées à 50°N	58
3.6	Profils <i>a priori</i>	59
3.7	Influence du profil <i>a priori</i> sur les inversions	60
3.8	Influence du poids entre les données et l'information <i>a priori</i> sur les in- versions	61
3.9	Exemples d'ajustements d'un spectre à 30°N	62
3.10	Influence de la longueur de corrélation L sur les profils obtenus	64
3.11	Géométrie d'observation pour les jeux de données ALPC- MAOCC001_VIMS et ALPHYAOCC001_VIMS	65
4.1	Profils de températures mesurés à 30°N et 47°S	71
4.2	Gradients méridiens de température à 10 hPa et 1 hPa	73
4.3	Gradients méridiens de température à 0,1 hPa et 0,01 hPa	74
4.4	Comparaison des températures mesurées à de Fletcher et al. (2010) et Sinclair et al. (2013)	77
4.5	Profils d'abondance d'éthane et d'acétylène	79
4.6	Profils de propane	80
4.7	Distributions méridiennes d'éthane, d'acétylène et de propane à 1 hPa	82
4.8	Distributions méridiennes d'éthane et d'acétylène à 0,1 hPa	83
4.9	Distributions méridiennes d'éthane et d'acétylène à 0,01 hPa	84
4.10	Comparaison des mesures CIRS au limbe des abondances de C ₂ H ₆ et de C ₂ H ₂ avec celles au nadir (Sinclair et al. 2013)	89
5.1	Illustration de la méthode des k-corrélés.	94
5.2	Coefficients d'absorptions calculés par <i>kspectrum</i>	95
5.3	Ombre des anneaux à l'équinoxe de printemps et pendant l'hiver	98
5.4	Schéma pour le calcul de l'insolation sous l'ombre des anneaux	98
5.5	Algorithme pour le calcul de l'ombre des anneaux selon la méthode Bézard	103
5.6	Comparaison entre une image Cassini et la méthode 1 de calcul de l'ombre des anneaux	104

5.7	Transmission de la lumière du soleil par les anneaux, calculée pour le 8 novembre 2007 selon la méthode 1	105
5.8	Algorithme pour le calcul de l'ombre des anneaux selon la méthode Capderou	107
5.9	Comparaison entre une image Cassini et la méthode 1 de calcul de l'ombre des anneaux	108
5.10	Mesures d'opacités dans l'anneau B avec des occultations stellaires UVIS réalisées avec des angles d'élévation différents.	110
5.11	Opacités des anneaux A et B mesurées par UVIS	111
5.12	Opacités de l'anneau C et de la division de Cassini mesurées par UVIS	112
5.13	Simulation 2D du modèle radiatif-convectif avec différents modèles d'anneaux et sans anneaux dans une	113
5.14	Différences de températures entre le cas sans anneaux et le cas avec anneaux	114
5.15	Profils méridiens de températures prédits par le modèle radiatif-convectif à 10 hPa et 1 hPa	116
5.16	Profils méridiens de températures prédits par le modèle radiatif-convectif à 0,1 hPa et 0,01 hPa	117
5.17	Simulations 1D de l'évolution saisonnière radiative.	120
6.1	Exemple de discrétisation spatiale (en 2D)	128
6.2	Échelles temporelles et spatiales de la dynamique atmosphérique de Saturne	130
6.3	Profil de vent méridien mesuré par Choi et al. (2009)	135
6.4	Température à 25°N, à 1 hPa dans les simulations en $128 \times 96 \times 64$ guidées	137
6.5	Évolution saisonnière des températures à 1 hPa prédite par la simulation guidée en $128 \times 96 \times 64$ avec anneaux	138
6.6	Moyenne zonale du vent zonal à $L_S = 315^\circ$ dans les simulations guidées	139
6.7	Perturbations de température et des vents zonal et méridien à $L_S = 315^\circ$	139
6.8	Perturbations de la température, des vents zonal et méridien à 0,17 hPa, à $L_S = 315^\circ$	141
6.9	Évolution temporelle des ondes à 15°N, à 0,17 hPa	142
6.10	Transformée de Fourier de la température à 15°N, au niveau de pression 0,17 hPa	143
6.11	Perturbations de la température, des vents zonal et méridien à 200 hPa, à $L_S = 315^\circ$	144
6.12	Transformée de Fourier du vent zonal à l'équateur, au niveau de pression 200 hPa	145

6.13 Différences de température (moyenne zonale) au bout de 5 ans ($L_S = 270^\circ$) entre le cas avec anneaux et le cas sans anneaux dans les simulations LMDZ non guidées en $128 \times 96 \times 64$ (haut) et dans les simulations radiatives-convectives en 128×64 (bas).	147
6.14 Évolution de la température - simulations non guidées, 1 ^{ère} année	149
6.15 Différences de température entre le cas avec anneaux et le cas sans anneaux - 1 ^{ère} année	150
6.16 Effet des anneaux sur le flux solaire incident à différentes longitudes solaires.	150
6.17 Variations saisonnières de la température - simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$	152
6.18 Variations saisonnières de la température prédites - simulations radiatives-convectives en 128×64	153
6.19 Variations saisonnières du vent méridien - simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$	154
6.20 Variations saisonnières du vent méridien - simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$	155
6.21 Variations saisonnières du vent méridien - simulations LMDZ en $128 \times 96 \times 64$	157
6.22 Différences de vent vertical entre les simulations LMDZ avec et sans anneaux à $L_S = 300^\circ$	158
6.23 Perturbations du vent méridien dans une simulation en $256 \times 192 \times 64$ guidée à 0,7 hPa à $L_S = 270^\circ$	159

Résumé. L'atmosphère de Saturne subit d'importantes variations saisonnières d'insolation, à cause de son obliquité, de son excentricité et de l'ombre de ses anneaux. Dans la stratosphère (de 20 hPa à 10^{-4} hPa), les échelles de temps photochimiques et radiatives sont du même ordre de grandeur que la période de révolution de Saturne (29,5 ans). On s'attend donc à mesurer des variations saisonnières et méridiennes significatives de la température et des espèces produites par la photochimie (en particulier C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8) dans cette région. Grâce à sa durée (2004-2017), la mission Cassini est l'occasion inédite de suivre l'évolution saisonnière de l'atmosphère de Saturne.

Au cours de ma thèse, j'ai analysé des observations au limbe Cassini/CIRS car elles permettent de sonder à la fois la structure méridienne et verticale de la stratosphère de Saturne. Ainsi, j'ai mesuré les variations saisonnières de la température et des abondances de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8 . J'ai également contribué au développement d'un modèle radiatif-convectif et d'un GCM (*Global Climate Model*) de l'atmosphère de Saturne. Les prédictions de ces modèles sont comparées avec les températures mesurées avec CIRS, de façon à étudier les processus radiatifs et dynamiques qui contribuent à l'évolution saisonnière. Les simulations numériques réalisées avec ce GCM m'ont également permis d'étudier la propagation des ondes atmosphérique ainsi que les effets de l'ombre des anneaux sur l'atmosphère de Saturne. Par ailleurs, la comparaison entre les distributions de C_2H_6 , C_2H_2 et C_3H_8 et des modèles photochimiques ([Moses and Greathouse 2005](#); [Hue et al. 2015](#)) donne des indications sur le transport méridien.

Abstract Saturn's atmosphere undergoes important seasonal variations of insolation, due to its obliquity, its eccentricity and the shadow of its rings. In the stratosphere (from 20 hPa to 10^{-4} hPa), radiative and photochemical timescales are in the same order as Saturn's revolution period (29.5 ans). Hence, significative seasonal and meridional variations of temperature and photochemical by-products (especially C_2H_6 , C_2H_2 , and C_3H_8) are expected. Because of its duration (2004-2017), the Cassini mission is an unprecedented opportunity to monitor the seasonal evolution of Saturn's atmosphere.

During my PhD, I analysed Cassini/CIRS limb observations as they probe the meridional and vertical structure of Saturn's stratosphere. I measured seasonal variations of temperature and abundances of C_2H_6 , C_2H_2 , and C_3H_8 . I also contributed to the development of a radiative-convective model and a GCM (*Global Climate Model*) of Saturn's atmosphere. The predictions of these models are compared with the temperatures measured from CIRS observations, in order to study the radiative and dynamical processes which contribute to the seasonal evolution. Numerical simulations performed with the GCM also allowed me to study atmospheric waves propagation and the effects of rings shadowing in Saturn's atmosphere. Besides, comparison between C_2H_6 , C_2H_2 , and C_3H_8 distributions and photochemical models ([Moses and Greathouse 2005](#); [Hue et al. 2015](#)) give insights on meridional transport.